

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

le titre d'Ingénieur-Docteur

par

Vladimir SCHWETZOFF

PREMIÈRE THÈSE : Réalisation de récepteurs photoémissifs
pour l'ultraviolet lointain.

Cellules photoémissives et multiplicateurs d'électrons.

DEUXIÈME THÈSE : Proposition donnée par la Faculté

Soutenues le 16 Mars 1953, devant la Commission d'examen

MM. E. DARMOIS	<i>Président.</i>
M. PAUTHENIER,	} <i>Examineurs.</i>
M. MORAND,	
A. ARNULF.	



THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

le titre d'Ingénieur-Docteur

par

Vladimir SCHWETZOFF

PREMIÈRE THÈSE : Réalisation de récepteurs photoémissifs
pour l'ultraviolet lointain.

Cellules photoémissives et multiplicateurs d'électrons.

DEUXIÈME THÈSE : Proposition donnée par la Faculté

Soutenues le 16 Mars 1953, devant la Commission d'examen

MM. E. DARMOIS	<i>Président.</i>
M. PAUTHENIER,	} <i>Examineurs.</i>
M. MORAND,	
A. ARNULF.	



12, Place Henri-Bergson, 12
PARIS (VIII^e)
1954

Faculté des Sciences de l'Université de Paris

Doyen M. A. CHATELET.

Professeurs.

MM. G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (P.C.B.).
A. DENJOY	T	Théorie des Fonctions.	MM. CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
L. LUTAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	P. DRACH	T	Zoologie.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	KASTLER	T	Physique.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	CHATELET	T	Arithmétique et théorie des nombres.
FÖCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	EPHRUSSI	T	Génétique.
PAUTHENIER	T	Electrotechnique générale.	WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	BAUER	T	Chimie - Physique.
JOB	T	Chimie générale.	RIVIERE	T	Géologie (P.C.B.).
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.	GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
COMBES	T	Physiologie végétale.	LUCAS	T	Physique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	A. THOMAS	T	Evolution des êtres organisés.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	ARNULF	T	Optique appliquée.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	MAX MORAND	T	Physique.
TOUSSAINT	T	Technique Aéronautique.	SOLEILLET	T	Physique.
M. CURIE	T	Physique (P. C. B.).	FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	DANJON	T	Astronomie.
CHAZY	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	FROMAGEOT	T	Chimie biologique.
CROZE	T	Physique théorique et physique céleste.	LAPORTE	T	Physique générale et Radio-activité.
DUPONT	T	Théories chimiques.	JANET	T	Mathématiques générales.
VALIRON	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	PETIT	T	Biologie maritime.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	GALLIEN	T	Biologie animale (P.C.B.).
Jacques BOURCART ..	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	EICHORN	T	Biologie végétale (P.C.B.).
AUBEL	T	Chimie biologique.	DE CUGNAC	T	Biologie végétale (P.C.B.).
M ^{me} JOLIOT-CURIE	T	Physique générale et Radio-activité.	M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie - Physique.
MM. PLANTEFOL	T	Botanique.	MM. THELLIER	T	Physique du Globe.
CABANNES	T	Recherches physiques.	AUDUBERT	T	Electrochimie.
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	GRIVET	T	Radioélectricité.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	PONCIN	T	Mécanique des fluides.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	THIRY	T	Mécanique appliquée.
WYART	T	Minéralogie.	DUBREIL	T	Mathématiques générales.
TEISSIER	T	Zoologie.	QUELET	T	Chimie (P.C.B.).
MANGENOT	T	Biologie végétale.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité.	CHAMPETIER	T	Chimie appliquée.
MONNIER	T	Physiologie générale.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
PIVETEAU	T	Géologie.	JUNG	T	Pétrographie.
ROCARD	T	Physique.	TRILLAT	T	Physique (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E. N. Supérieure).	WIEMANN	T	Chimie (P.C.B.).
SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.	JACQUINOT	T	Physique (P.C.B.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
FAVARD	T	Mécanique générale.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
COULOMB	T	Physique du Globe.	M. PRUVOST	T	Géologie.
			AMIEL	T	Chimie (P.C.B.).
			HOCART	T	Minéralogie.
			MACHEBOEUF	T	Microbiologie.
			J.-P. MATHIEU	T	Physique (P.C.B.).
			COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
			MAY	T	Biologie animale (P.C.B.).
			CHOQUET	T	Calcul différentiel.
			FELDMANN	T	Biologie (P.C.B.).
			GUINIER	T	Physique (P.C.B.).
			JOST	T	Biologie (P.C.B.).

Secrétaire MONIER.



A Monsieur Eugène DARMOIS

Membre de l'Institut.
Professeur à la Faculté des Sciences,

Hommage respectueux et reconnaissant.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551509_0010

Réalisation de récepteurs photoémissifs pour l'ultraviolet lointain. Cellules photoémissives et multiplicateurs d'électrons

Introduction

Les phénomènes d'interaction entre l'énergie et la matière sont encore relativement peu connus dans le domaine spectral de l'ultraviolet lointain (au-dessous de 2 000 angströms et jusqu'aux rayons X). La raison en est que c'est une région où l'expérimentation est particulièrement délicate et laborieuse.

Or, c'est une région où certains de ces phénomènes, comme le pouvoir réflecteur par exemple, varient très rapidement et où pour certains autres, comme la distribution spectrale de l'effet photoémissif, la théorie prévoit un ou plusieurs maxima qu'il serait intéressant de déterminer [1], [2] ⁽¹⁾. On sait en effet que dans le domaine ultraviolet actuellement exploré, le pouvoir émissif de l'effet photoélectrique des métaux purs croît rapidement quand la longueur d'onde décroît, c'est-à-dire quand l'énergie $h\nu$ des photons incidents augmente et ceci aussi bien quand on le mesure en unités thermodynamiques (ampères par watt ou coulombs par calorie), que lorsqu'on le rapporte à l'énergie quantique (rendement quantique en nombre d'électrons par photon). Ce fait est nettement établi pour un grand nombre de métaux jusqu'à la longueur d'onde de 2 000 angströms environ (limite du monochromateur à quartz) [3] [4]. Au-dessous de cette longueur d'onde, on ne connaît que les quelques points (correspondant à des raies de résonance de trois gaz rares), obtenus par Kenty [5] pour le tungstène, le nickel et le magnésium (à l'état dégazé, mais se trouvant en présence des gaz de la décharge) par une méthode utilisant des filtres. (Seul le magnésium ferait exception en présentant un minimum de rendement vers 800 angströms.) Or, on sait par ailleurs que le rendement quantique est faible dans le domaine des rayons X [6]. Il reste donc à déterminer la loi de variation du rendement quantique des métaux purs dans la région intermédiaire, ou, plus exactement, dans la région commune correspondant aux centaines et aux dizaines d'angströms, c'est-à-dire, en gros, à des énergies d'une dizaine à quelques centaines ou milliers d'électron-volts.

Il est tout aussi important de déterminer dans cette région le rendement quantique des couches complexes et des alliages semi-conducteurs.

Comme, par ailleurs, seuls les photons non réfléchis peuvent donner lieu à un échange d'énergie avec les électrons, la nécessité d'une étude parallèle du *pouvoir réflecteur* des photocathodes est évidente et elle a été amorcée par divers auteurs dans le visible et l'ultraviolet proche. Dans l'ultraviolet lointain, les mesures sur le pouvoir réflecteur deviennent délicates et les valeurs actuellement connues sur les métaux purs sont fragmentaires et contradictoires, d'où l'intérêt de nouvelles mesures [7]. L'extension de ces mesures aux photocathodes complexes pose de nouveaux problèmes techniques.

Enfin, c'est dans l'ultraviolet qu'apparaissent des effets

nouveaux dans l'émission photoélectrique, effets qui sont provoqués par le rayonnement lui-même (au-dessous de 2 500 angströms [8].

On voit donc l'intérêt des mesures optiques et photoélectriques dans l'ultraviolet lointain, diverses théories traitant de ces phénomènes et en particulier du pouvoir réflecteur et de l'effet photoélectrique gagneraient beaucoup, soit à titre de vérification des déductions de calcul, soit en vue de compléter des hypothèses de travail ou des paramètres numériques, à voir précisées les données expérimentales relatives à cette région si critique de l'ultraviolet lointain [1], [2], [9].

Malheureusement, on sait trop bien que malgré de récents progrès, l'expérimentation au-dessous de 2 000 angströms est longue, délicate et laborieuse par le fait de certaines difficultés dues, en particulier, à l'absorption très intense des milieux matériels (même gazeux, ce qui nécessite un appareillage optique sous vide poussé) et à la faiblesse des pouvoirs réflecteurs des métaux (y compris de l'aluminium des réseaux utilisés), ce qui réduit considérablement le flux énergétique sortant de l'appareil dispersif et nécessite, par conséquent, des sources lumineuses intenses et des récepteurs sensibles.

En fait, ce sont précisément ces propriétés (absorption, réflexion) qui imposent des limites au domaine exploré : limite de transparence de l'air à 1 850 angströms, du quartz vers 1 500 angströms, de la fluorine vers 1 200 angströms du fluorure de lithium vers 1 050 angströms ; limite du pouvoir réflecteur d'un réseau d'aluminium sur verre, vers quelques centaines d'angströms en incidence normale [10]. Mais, ces limites ne peuvent elles-mêmes être atteintes que si toutes les précautions relatives au vide et à l'optique sont prises ; néanmoins, malgré ces précautions, les flux énergétiques disponibles après dispersion vont généralement en décroissant à mesure que l'on pénètre dans l'ultraviolet. Il se pose donc un problème de *récepteurs* qui doivent être suffisamment sensibles pour détecter ces flux énergétiques faibles et suffisamment fidèles pour en permettre la mesure.

Un récepteur aussi intéressant, parce que purement *thermique*, que la pile thermoélectrique est pratiquement inutilisable sur un monochromateur à vide, du fait de sa sensibilité insuffisante aux faibles flux énergétiques de l'ultraviolet lointain (cette difficulté est déjà sensible et bien connue dans l'ultraviolet moyen). On peut espérer cependant que l'usage en sera facilité à l'avenir par les gros progrès accomplis dernièrement dans la construction des récepteurs thermiques et des amplificateurs à faible impédance, progrès qui ont récemment permis de relever la répartition énergétique d'une lampe à hydrogène dans l'ultraviolet lointain jusque vers 800 angströms [11] ; mais il est probable que de toute manière, dans cette région, les récepteurs thermiques semblent devoir rester, pour longtemps, destinés à l'étalonnage d'autres récepteurs, sélectifs, mais plus sensibles.

On connaît, d'autre part, une méthode élégante de mesure

⁽¹⁾ Ces chiffres entre crochets et ceux qui suivent se rapportent à la bibliographie annexée à cet article.

du rayonnement ultraviolet : c'est la *méthode de fluorescence* qui transforme le rayonnement de courte longueur d'onde en un rayonnement de fluorescence dont la longueur d'onde devient accessible aux récepteurs photoélectriques usuels. Cette méthode connue depuis longtemps [12], [13], [14] a été étendue à l'ultraviolet lointain [4], [15]. Nous l'avons utilisée également [16] mais nous lui trouvons l'inconvénient d'être plus sensible à la lumière diffuse du monochromateur que la méthode photoémissive directe. On arrive à cette même conclusion en comparant les résultats obtenus par d'autres auteurs [11], [17] qui soulignent, d'autre part, que la méthode photoélectrique directe est beaucoup plus sensible (dans la région de transparence des fenêtres), d'où l'intérêt des récepteurs photoémissifs adaptés à l'ultraviolet lointain.

En fait, jusqu'à présent, c'est la plaque photographique, associée aux spectrographes à vide qui a permis d'accumuler le plus grand nombre des résultats connus dans cette région, mais on sait que les mesures gagnent en sensibilité, en précision et en rapidité si, à la place d'un spectrographe, on fait usage d'un monochromateur. D'ailleurs, l'étude de certains phénomènes comme la photoconductibilité, la photoémission et même parfois la luminescence, ne peut se faire qu'en flux monochromatique : le monochromateur devient donc indispensable dans ces cas. Or, l'emploi de la plaque photographique sur un monochromateur est malaisé et c'est en considérant les résultats obtenus dans le domaine visible par l'emploi de récepteurs photoémissifs que ce type de récepteur nous a semblé particulièrement prometteur pour l'ultraviolet lointain.

Le but pratique du travail dont il est rendu compte dans le présent article a donc été la réalisation de récepteurs photoémissifs pour l'ultraviolet lointain utilisables sur un monochromateur à vide, sous forme de cellules et de multiplicateurs d'électrons à émission secondaire. En effet, les récepteurs de ce dernier type n'étaient pas fabriqués commercialement lorsque nous entreprîmes notre étude et après avoir vainement essayé d'en faire construire dans l'industrie, nous avons été obligé d'en entreprendre personnellement la réalisation ; l'utilité de notre travail semble avoir été confirmée, d'une part, par le fait que malgré les difficultés matérielles diverses nous avons été le premier à publier des données sur la réponse spectrale de photomultiplicateurs au-dessous de 2 000 angströms [18] et, d'autre part, par le fait que ce même problème a été depuis abordé à l'étranger [17] par une entreprise industrielle et sans que les appareils construits soient encore accessibles commercialement, à notre connaissance tout au moins ⁽¹⁾. Cependant, c'est en France que des multiplicateurs d'électrons à fenêtre de quartz ont été construits pour la première fois par D. Charles [19] à la Société française Radioélectrique, mais ils n'ont pas été commercialisés non plus, et la courbe spectrale publiée par cet auteur s'arrête vers 2 200 angströms, limitée sans doute par la transmission du monochromateur utilisé. La nécessité d'un multiplicateur d'électrons, qui a pour objet l'amplification du courant photoélectrique émis par la photocathode, est dictée par la faiblesse des flux monochromatiques et nous avons eu recours à cette amplification par émission électronique secondaire en raison des avantages que présente ce mode d'amplification, avantages qui seront discutés plus loin.

Cependant, nous n'avons pas voulu limiter entièrement notre travail à l'objet purement pratique de la réalisation de

cellules et de multiplicateurs d'électrons pour l'ultraviolet lointain et nous avons cherché à apporter une contribution à l'étude expérimentale du phénomène photoélectrique lui-même. Malheureusement, cette contribution s'est trouvée limitée jusqu'ici à une étude *comparative* de quelques photocathodes avec des mesures en unités arbitraires car, faute de récepteurs *thermiques* suffisamment sensibles il ne nous a pas encore été possible, jusqu'à présent, de faire l'étalonnage énergétique absolu de notre monochromateur. Des mesures actuellement en cours sur ce dernier permettront vraisemblablement sous peu d'exposer nos résultats sous forme de courbes spectrales en unités énergétiques, mais nous ne pouvons encore inclure ces données dans le présent article.

On peut encore mentionner une autre confirmation de l'intérêt des mesures sur l'effet photoélectrique dans l'ultraviolet lointain en rappelant quelques points particuliers qui mériteraient une étude spéciale que nous n'avons pas pu aborder jusqu'ici. Lorsque l'énergie des photons s'accroît à mesure que l'on pénètre dans la région de l'ultraviolet, une comparaison entre l'émission photoélectrique et l'*émission électronique secondaire* devient particulièrement intéressante. On sait que cette comparaison, suggérée par des résultats expérimentaux [20], [21], a déjà été envisagée pour les rayons X mous et qu'elle a fait l'objet de considérations théoriques étendues [22], [23], [24]. Mais cette question semble être restée ouverte malgré le travail extrêmement soigné de R. Warnecke sur le tantale [25]. En fait, cette comparaison ne peut être suffisamment étendue dans l'état des données expérimentales actuellement connues parce que le recouvrement entre les domaines, traduits en termes d'énergie, est encore incomplet ; en effet, les données expérimentales s'arrêtent actuellement pour les photons, du côté de l'ultraviolet, vers une dizaine d'électron-volts et ne reprennent ensuite dans le domaine des rayons X que pour des centaines d'électrons-volts en laissant par conséquent une lacune importante, alors que pour l'émission électronique secondaire on s'est surtout préoccupé d'énergies du domaine des dizaines, des centaines et des milliers de volts : il y a donc là une raison supplémentaire pour pousser plus loin dans l'ultraviolet l'étude de l'effet photoélectrique.

Par ailleurs, une interaction entre l'émission photoélectrique et l'émission électronique secondaire apparaît en toute évidence dans une expérience comme celle de Dember [26], tout comme l'interaction entre l'émission photoélectrique et l'émission thermionique de certaines couches complexes est mise en évidence dans les recherches de Ramadanoff [27].

En résumé, notre travail a consisté, d'une part, dans la réalisation technique de récepteurs photoémissifs pour l'ultraviolet lointain : cellules photoélectriques et photomultiplicateurs, et, d'autre part, dans une contribution, faite à l'occasion de cette réalisation, à l'étude de quelques points particuliers des phénomènes d'émission photoélectrique, d'émission électronique secondaire et d'émission thermionique.

La première partie du mémoire comporte deux brefs rappels historiques sur l'émission photoélectrique et sur l'émission électronique secondaire, que nous faisons suivre de quelques considérations critiques sur les amplificateurs à multiplicateurs d'électrons pour montrer les raisons qui nous ont conduit, dans notre cas particulier, à adopter ce mode d'amplification et, plus spécialement, le multiplicateur d'électrons électromagnétique.

Dans une deuxième partie, nous décrivons les récepteurs que nous avons construits et les résultats obtenus.

⁽¹⁾ Deux autres entreprises étrangères ont annoncé, depuis, la commercialisation de multiplicateurs à fenêtres en quartz : A.F.I.F. (Zurich) et E.M.I. (Grande-Bretagne) mais sans donner leurs caractéristiques au-dessous de 2 000 angströms.

Notre travail a été fait au laboratoire de Physique-Enseignement de la Sorbonne, sous la direction de M. le Professeur E. Darmois auquel va ma profonde gratitude pour la bienveillance avec laquelle il m'a accueilli et suivi mes travaux.

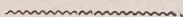
Que M. B. Vodar, maître de Recherches au Centre national de la Recherche scientifique et directeur du laboratoire des Hautes Pressions, veuille bien trouver ici l'expression de toute ma reconnaissance pour les précieux conseils et les encouragements qu'il n'a cessé de me prodiguer.

Je remercie vivement M. le Professeur G. A. Boutry et

M. le Professeur A. Lallemant, astronome à l'Observatoire de Paris, qui ont été successivement mes parrains au Centre national de la Recherche scientifique.

Je remercie également M^{me} J. Darmois, chef de travaux, pour les moyens matériels qui ont contribué à la poursuite de mon travail. Je n'oublie pas ceux de mes collègues, ainsi qu'à le personnel du laboratoire, auprès desquels j'ai trouvé une aide efficace.

Ce travail n'a été possible que grâce à l'appui du Centre national de la Recherche scientifique.



PREMIÈRE PARTIE : Exposé des résultats connus

I. Rappel historique sur l'effet photoélectrique.

— On sait qu'on appelle « effet photoélectrique » tout phénomène quantique où l'action de l'énergie rayonnante (photons) fait apparaître des manifestations d'ordre électrique (production de courants ou de tensions, variation de résistivité, etc.).

Nous ne nous occuperons ici que de l'effet *photoémissif* qui consiste dans une émission d'électrons par la matière sous l'influence d'un rayonnement électromagnétique et qui a été découvert incidemment par Hertz en 1887 comme conséquence de l'action des radiations ultraviolettes d'une étincelle électrique sur une surface métallique.

A. Aspect théorique. — La quantité et la diversité des facteurs qui interviennent est grande et la définition la plus complète que nous en connaissions serait celle de Du Bridge [28] :

« La solution complète du problème de l'émission photoélectrique doit donner une relation indiquant le nombre de photoélectrons, avec leurs vitesses et leurs directions, émis par une surface, le tout en fonction, d'une part, de l'intensité du rayonnement incident, de sa fréquence, de son état de polarisation et de l'angle d'incidence et, d'autre part, de la nature et de la température de la surface émettrice ».

Chacun de ces facteurs a fait l'objet d'études expérimentales et théoriques très poussées, mais la « solution complète du problème » n'a pas encore été trouvée. Sans doute, la relation d'Einstein

$$1/2 mv^2 = hv - p$$

qui est la loi fondamentale de l'effet photoélectrique a-t-elle été vérifiée dans toute l'étendue des radiations électromagnétiques. Mais cette loi ne nous renseigne ni sur la grandeur du travail de sortie p d'une cathode donnée, ni sur la distribution des vitesses des électrons émis. Autrement dit, si elle s'applique rigoureusement au seuil photoélectrique, partout ailleurs elle prend, pour un électron émis avec une vitesse v quelconque, la forme de l'inégalité

$$1/2 mv^2 \leq hv - p.$$

La distribution spectrale a donné lieu à quelques relations empiriques dont nous ne parlerons pas et fait l'objet d'une étude théorique due à Fowler [29], étendue par Du Bridge [30]. La théorie de Fowler se vérifie très bien pour beaucoup de métaux mais pas pour d'autres [31], [32] où, malgré de multiples hypothèses, quelquefois contradictoires, émises par divers auteurs, la question reste ouverte, même en tenant compte des théories les plus récentes [33].

Une théorie, plus générale que celle de Fowler, englobant l'effet sélectif et étendue au-delà de la région du seuil a été émise par Tamm et Schubin [1] ; elle est basée sur la mécanique ondulatoire et en particulier sur les calculs de Wentzel [34] et de Fröhlich [35] et a été vérifiée sur les données expérimentales de Suhrmann et Theissing [36] obtenues pour le potassium. Mais Mitchell [2] considère comme inexacte la théorie de Tamm et Schubin ainsi que les résultats expérimentaux de Suhrmann et Theissing et propose une théorie plus complète qu'il vérifie sur les données expérimentales, estimées meilleures, obtenues par Klauer [37] sur le potassium. La théorie de Mitchell a été étendue par Fan [38] qui insiste sur l'importance de l'effet de volume par rapport à l'effet de surface. Ce dernier effet a fait, récemment, l'objet d'une

étude théorique (déjà citée) de Buckingham [33] qui est basée sur les travaux théoriques de Bardeen [39].

Toutes les théories énumérées ci-dessus concernent les métaux purs massifs ; le cas des *couches minces* adsorbées, des *couches complexes* et des *alliages semi-conducteurs* est très différent. L'interprétation théorique du mécanisme photoémissif dans ces cas a été faite principalement par J.-H. de Boer [40], Görlich [41], Teichmann [42], Khlebnikov [43], Maurer [44] et Sayama [45].

B. Données expérimentales. — Pour ce qui est des *résultats expérimentaux* actuellement connus, on peut dire que *tous les métaux purs* ont été étudiés par nombre d'auteurs [46] jusque dans l'ultraviolet *proche*.

Les résultats les plus complets (et pourtant assez peu connus), obtenus dans des conditions identiques par les mêmes auteurs, seraient ceux de Friedrich et Schulze [3] (fig. 1), car ils portent sur une trentaine de métaux (dégazés) et donnent le rendement photoélectrique en unités énergétiques (coulombs par calorie) jusqu'à près de 2 000 angströms. Il est remarquable que tous ces métaux présentent un rendement photoélectrique qui *croît constamment* de façon monotone (sauf pour les alcalins) avec l'énergie $h\nu$ du rayonnement incident jus-

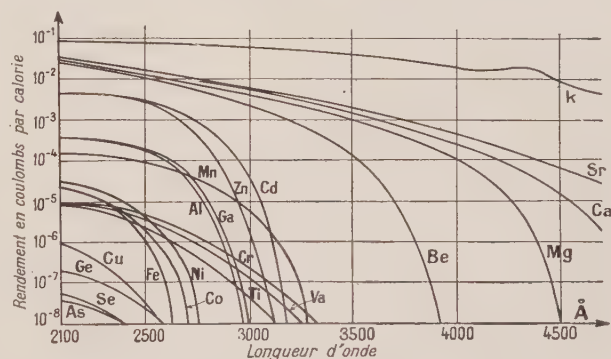


Fig. 1. — Courbes relatives à la variation du rendement photoélectrique en fonction de la longueur d'onde du rayonnement (d'après Friedrich et Schulze [3]). Pour tous ces métaux et métalloïdes ce rendement (exprimé en coulombs par calorie) croît à mesure que la longueur d'onde diminue (jusqu'à la limite de 2 100 angströms imposée par l'absorption du monochromateur à optique de quartz dans l'air).

qu'à la limite des mesures (2 100 angströms) avec, pour certains, une tendance à l'inflexion. Ces résultats sont donc en contradiction avec ceux, plus anciens, de H. de Laszlo [47] qui indiquent, en unités énergétiques également, un maximum dans le rendement pour le lithium, le béryllium, le magnésium, l'aluminium et le thallium.

Assez paradoxalement et malgré l'existence déjà ancienne de quelques monochromateurs à vide, il ne semble pas exister, sur l'effet photoélectrique des métaux purs dans l'ultraviolet lointain (au-dessous de 2 000 angströms), de données plus complètes que les anciennes et très fragmentaires mesures de Kenty [5] et celles de Baker [4] sur le cadmium, car si Ferguson [48], Powell [49] et Little [50] ont bien utilisé des récepteurs photoélectriques (à cathodes de platine ou d'argent), ils n'en donnent pas les caractéristiques spectrales. Les résultats de Kenty sont intéressants en ce qu'ils donnent

le rendement photoélectrique en valeurs absolues par comparaison avec une pile thermoélectrique, mais ils sont vraiment par trop fragmentaires car, étant obtenus sans appareil dispersif avec les raies de résonance de l'argon, du néon et de l'hélium, ils ne donnent que les trois points correspondant aux longueurs d'onde de 1 061 angströms, 740 angströms et 584 angströms. Il serait donc utile de reprendre les mesures de Kenty et de Baker et de les étendre à d'autres métaux.

De même, si l'on possède sur les couches complexes et les cathodes aux alliages un assez grand nombre de données spectrales dans l'ultraviolet proche (dont nous énumérons quelques-unes plus loin en les comparant à nos propres résultats) par contre, les données connues dans l'ultraviolet lointain sont extrêmement rares. Nous ne connaissons que celle, assez récente, de Dunkelman et Lock [17] ⁽¹⁾.

Résumé. — En résumé, on peut donc dire que, dans l'état actuel de la question, on reconnaît généralement la nécessité de confirmer et de compléter les données expérimentales afin de fournir une base plus solide et plus étendue aux interprétations théoriques encore incomplètes et quelquefois contradictoires.

Comme nous l'avons déjà dit, nous avons essayé d'apporter une contribution dans cette voie en poussant les mesures sur la distribution spectrale du pouvoir émissif aussi loin qu'il nous a été possible dans l'ultraviolet. Pour commencer, nous avons étudié des photocathodes, constituées par des couches complexes et des alliages particulièrement intéressants au point de vue pratique (et, pour cette raison déjà assez bien connus dans le visible et le proche ultraviolet) [51]. Il est certain, néanmoins, que l'étude des métaux purs est tout aussi importante, du point de vue théorique, car c'est d'une étude comparative des conducteurs et des semi-conducteurs comme celle qui a été entreprise par Apker, Taft et Dickey [52] que l'on peut espérer tirer des enseignements sur la structure électronique des solides.

C. Remarque sur l'effet thermionique des photocathodes. — Nous ne ferons pas ici de revue sur l'effet thermionique, car, contrairement à l'effet photoélectrique et à l'émission secondaire, c'est sous forme d'un effet parasite qu'il se présente dans notre problème.

Nous ne ferons à son sujet que la remarque suivante que nous croyons très importante : on a souvent tendance à dire que l'émission thermionique des photocathodes (à la température normale par exemple) varie en corrélation étroite avec le seuil photoélectrique de ces cathodes et, par conséquent, avec la sensibilité photoélectrique dans le rouge. On se croit en droit d'en conclure qu'une cathode sensible dans le rouge doit obligatoirement présenter un courant thermique important. Or, s'il est bien établi par la théorie, et assez bien confirmé par l'expérience, que le travail de sortie photoélectrique et le travail de sortie thermionique sont égaux dans le cas des *métaux purs*, par contre, cette égalité n'existe plus dans le cas des *semi-conducteurs* où la théorie et l'expérience prouvent que le travail de sortie thermionique est *inférieur* au travail de sortie photoélectrique [53], [54], [55], [52]. La différence entre ces deux grandeurs dépend de la *structure* de la couche qui, pour des cathodes de même nature, peut varier beaucoup d'un échantillon à l'autre et même d'une région à l'autre d'une même cathode. Il s'ensuit que parmi plusieurs cathodes complexes de même nature présentant des sensibilités équi-

valentes au rouge, on pourra observer des émissions thermiques très variables de l'une à l'autre. C'est bien ce que l'on constate sur les cathodes au césium sur argent oxydé aussi bien à la température ordinaire, où l'émission thermique observée peut s'étaler entre les valeurs 10^{-10} A : cm² et 10^{-13} A : cm² [19] (cependant que la sensibilité photoélectrique est loin de varier dans une aussi large proportion), qu'à des températures plus élevées, comme l'ont très bien montré Suhrmann et Dehmelt [55] (par la méthode du « courant photoélectrique global ») en déterminant les valeurs du travail de sortie thermique Ψ et du travail de sortie photoélectrique Φ à partir des deux équations de Richardson

$$I_{\Theta} = A \theta^2 \exp. \left[- \frac{e \Psi}{k \theta} \right],$$

$$I_{\Phi} = MT^2 \exp. \left[- \frac{e \Phi}{kT} \right],$$

où θ est la température absolue de la cathode et T la température absolue de la source de rayonnement lumineux.

Ces auteurs ont donc montré l'influence des variations de structure de la couche sur Φ et Ψ mais sans que l'on puisse faire l'interprétation de leurs résultats comme nous le montrerons plus loin.

On conçoit donc l'importance aussi bien théorique que pratique d'une étude plus poussée sur cette corrélation entre la structure de la cathode semi-conductrice et le travail de sortie thermionique et photoélectrique. Cette importance est particulièrement considérable dans le rouge et l'infrarouge.

C'est en étudiant la formation des cathodes complexes au césium sur argent oxydé en vue de réduire leur courant d'émission thermique que nous avons été amené à aborder le problème du travail de sortie thermionique et que nous y avons apporté la contribution exposée plus loin.

II. Rappel historique sur l'émission électronique secondaire. — C'est au début de ce siècle que Austin et Starke [56] observèrent qu'en bombardant dans certaines conditions une plaque d'aluminium isolée dans le vide avec un faisceau d'électrons, celle-ci se chargeait *positivement* et ils en conclurent à l'existence d'un phénomène nouveau qui ne pouvait raisonnablement s'expliquer que par une *perte d'électrons* qu'il y avait lieu d'attribuer au bombardement par les électrons incidents. Les auteurs de cette découverte dénommèrent ce phénomène « *émission électronique secondaire* » ⁽¹⁾.

On s'aperçut ensuite que les électrons secondaires qui émanent de la surface bombardée par un flux d'électrons monocinétiques dits « *primaires* » présentent un spectre de distribution des vitesses qui s'étend depuis une vitesse nulle jusqu'à la vitesse des électrons primaires [58]. Ce spectre présente trois régions assez nettement définies : un premier groupe d'électrons réfléchis élastiquement sans cession d'énergie à la matière, un second groupe d'électrons de faible énergie (quelques électrons-volts) distribués selon une répartition de Maxwell : ce sont là les véritables électrons secondaires arrachés à la matière (ionisation) et enfin, entre ces deux premiers, un troisième groupe d'électrons aux vitesses très diverses que l'on considère comme étant des électrons primaires rediffusés après un trajet plus ou moins absorbant dans la matière. L'importance relative de ces trois groupes peut varier avec un certain nombre de facteurs (nature de la

⁽¹⁾ Il est vrai que d'autres mesures impliquant l'effet photoélectrique dans l'ultraviolet lointain ont été faites récemment, mais ces travaux sont dirigés vers d'autres buts (absorption) et ne fournissent pas de données quantitatives sur l'effet photoémissif.

⁽¹⁾ Un effet de charge positive sous l'influence d'un bombardement d'électrons fut signalé auparavant par Swinton [57], mais cet auteur ne se préoccupa pas de rechercher l'explication de ce phénomène.

substance bombardée, vitesse des électrons primaires, etc.) mais, du point de vue pratique, on appelle « électrons secondaires » tous les électrons émanant de la substance et on définit le *coefficient d'émission secondaire* σ (appelé également *pouvoir émetteur*), comme le rapport du nombre total de ces électrons secondaires au nombre des électrons primaires incidents.

A. Aspect théorique. — L'étude théorique de l'émission secondaire est extrêmement complexe et de l'avis même de ceux qui l'ont abordée il reste encore beaucoup à faire pour essayer de préciser ou de confirmer les multiples hypothèses que l'on est contraint de formuler pour permettre les calculs ; on déplore en particulier le manque de certaines données expérimentales [59].

Le premier auteur ayant abordé le problème théorique par la mécanique ondulatoire fut Fröhlich [60]. Ses calculs ont été développés par Rudberg et Slater [61] et par Wooldridge [62].

Mais, une note récente de Baroody [63] tend à démontrer que l'expression obtenue par Wooldridge (et, partant, l'accord constaté par ce dernier avec l'expérience) ne doit sa forme à maximum plat qu'à une approximation de calcul et que ce maximum disparaît totalement dès que l'on tient compte du facteur négligé. Baroody en conclut que la théorie de Wooldridge a besoin d'être remaniée, mais de son côté, il propose une théorie qui est une variante simplifiée, limitée au cas des métaux, de la théorie de Kadyschewitch. En effet, ce dernier a donné une solution du problème applicable aux métaux, aux isolants et aux semi-conducteurs [64], [65], [66] qui, contrairement aux théories de Fröhlich et de Wooldridge n'a pas recours à la mécanique ondulatoire mais se base sur l'hypothèse classique d'un gaz d'électrons libres.

Enfin, Dekker et van der Ziel [59] cherchent à mettre d'accord les tenants des deux méthodes de calcul en précisant que chacune d'elles doit être considérée comme une première approximation et que celle basée sur l'hypothèse des électrons libres est certainement plus indiquée dans le cas des métaux alcalins, alors que pour les autres métaux ils préconisent de recourir à une combinaison des théories de Wooldridge et de Baroody.

En définitive, il n'existe donc pas encore de théorie générale satisfaisante. Il semble certain pourtant qu'une loi très générale doit exister car Baroody [67] s'est aperçu que les points obtenus expérimentalement se rangent remarquablement bien

sur une courbe unique si l'on adopte des coordonnées réduites par rapport au pouvoir émetteur maximum et à l'énergie primaire du maximum de la courbe pour chacun des éléments suivants : Cu, Ni, Li, Ti, Mo, Pt, Al, Mg, Fe, Cb, Rh, B, Ge, Si (fig. 2). Il reste donc à trouver cette loi.

B. Données expérimentales. — Contrairement aux considérations théoriques qui n'apportent pas de solution définitive, la valeur pratique de certaines surfaces émissives a été bien établie par l'expérience et c'est ce point que nous allons examiner maintenant.

On sait que les données expérimentales sont très étendues et les auteurs très nombreux. Nous ne citerons donc que les principaux travaux d'ensemble, à savoir ceux de Kollath [68], Warnecke [69], Bruining [70], Harries [71] et Palluel [72].

1. COUCHES COMPLEXES. — Du point de vue pratique, nous remarquerons déjà que par une coïncidence heureuse il s'est trouvé que les photocathodes complexes, telles que par exemple les couches classiques de césium sur argent oxydé, sont en même temps de bons émetteurs secondaires (leur facteur d'émission secondaire s'élève de $\sigma = 6$ à 150 V jusqu'à un maximum de l'ordre de 8 à 10 à 500 V). Les premiers multiplicateurs comportaient donc des photocathodes et des cibles secondaires de même nature. Cependant, d'une part, Penning et Kruthof [73] et, d'autre part, Weiss [74] constatèrent bientôt que les conditions de sensibilisation étaient beaucoup moins critiques pour les cibles que pour la photocathode (destinée au spectre visible) et comme J.-H. de Boer [75], [40] avait émis l'hypothèse que le second maximum de la courbe spectrale de l'effet photoélectrique (vers 3 500 angströms) du césium sur argent oxydé pouvait être attribué aux couches plus profondes, alors que le maximum dans le visible devait l'être aux couches superficielles, Dobrolubski [76], [77] en avait conclu qu'il devait être possible de constituer de bonnes cibles à émission secondaire qui soient peu sensibles à la lumière visible et qui auraient peu d'émission thermique. Il essaya donc d'étudier, en fonction du temps de formation, simultanément la sensibilité photoélectrique et le coefficient d'émission secondaire, mais ses résultats nous semblent peu probants ; ils sont en tout cas moins complets que ceux obtenus presque simultanément par Timofeew et Piatnitzki [78] qui donnèrent l'évolution de la sensibilité photoélectrique et du coefficient d'émission secondaire non seulement en fonction du temps de formation, mais aussi en fonction de l'épaisseur de la couche d'oxyde d'argent et de la quantité de césium libre.

Des précisions complémentaires furent apportées par Khlebnikov et Korshunova [79], [80].

La conclusion de ces travaux est que la composition optimum n'est pas la même pour les deux effets et que la sensibilité photoélectrique dans le visible dépendrait surtout des couches superficielles alors que l'émission secondaire dépend des couches plus profondes. Mais, le fait essentiel, surtout du point de vue des applications pratiques, à savoir que l'abaissement, produit par un chauffage prolongé de la sensibilité photoélectrique à la lumière visible doit vraisemblablement s'accompagner de l'abaissement concomitant de l'émission thermionique, fait pourtant soupçonné et même prévu par les auteurs précités, ne fut pas nettement mis en évidence dans leurs expériences. C'est sans doute la raison pour laquelle les résultats obtenus par ces auteurs eurent peu d'extension et ne furent guère exploités, si bien que, comme il en ressort de la lecture d'une publication faite par Paul Abadie, Arlette Vassy et Etienne Vassy [81], c'est indépendamment de ces publications que la Compagnie pour la Fabrication des

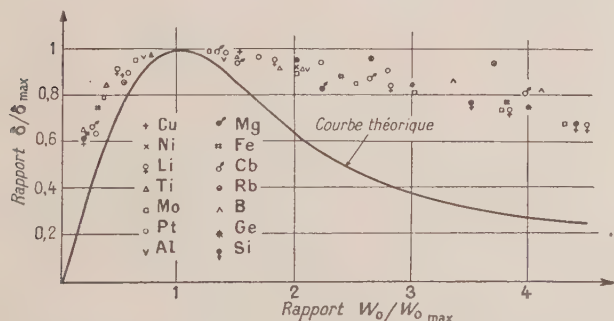


Fig. 2. — Courbes relatives à la variation en coordonnées réduites, du coefficient d'émission secondaire des éléments en fonction de l'énergie des électrons incidents (d'après Baroody [67]). Pour chacun des éléments considérés on rapporte le coefficient d'émission secondaire σ à sa valeur maximum $\sigma_{\max}$ et les points figurés représentent ce rapport $\sigma/\sigma_{\max}$ en fonction du rapport $W_0/W_{0\max}$ de l'énergie W_0 des électrons à l'énergie $W_{0\max}$ qui correspond au maximum de l'émission secondaire. La courbe continue représente la relation théorique obtenue par Baroody [67].

Compteurs et Matériel d'Usines à Gaz réalisa, par suite d'un « accident en cours de fabrication », les conditions expérimentales qui permirent de fabriquer un multiplicateur d'électrons à césium sur argent oxydé, qui donna des résultats satisfaisants. Mais comme ces auteurs ne publièrent aucune indication sur cette fabrication, c'est encore tout à fait indépendamment de tous ces auteurs précités que nous fîmes une étude systématique de l'évolution de la sensibilisation au cours du chauffage et que nous réussîmes, après de longs efforts, à mettre au point une technique de sensibilisation par cuisson prolongée qui permit d'obtenir, d'une façon reproductible, de bonnes performances avec des couches complexes au césium sur argent oxydé [82].

2. OXYDES ET ALLIAGES. — Cependant, parallèlement à l'étude des couches complexes aux métaux alcalins, une nouvelle voie extrêmement féconde fut ouverte pour l'émission électronique secondaire par la découverte des propriétés émissives de certains oxydes et de certains alliages de métaux légers comme Be, Mg, Al.

Les précurseurs pour les oxydes furent Kollath [83] pour le béryllium et Jonker et Overbeck [84] pour le magnésium suivis par Schnitger [85], cependant que les travaux de Warnecke [86], [87] à la Société française Radioélectrique sur les propriétés émissives du béryllium l'amènèrent à employer des alliages métalliques de cuivre-béryllium et d'aluminium-béryllium.

Les facteurs d'émission secondaire de ces alliages apparurent d'abord nettement inférieurs à ceux des couches complexes aux métaux alcalins, mais les travaux de M.-H. Le Boiteux [88], [89], [90], [91], aux Laboratoires L.M.T., montrèrent qu'un traitement oxydant de ce genre d'alliages pouvait les relever considérablement (3,5 à 150 V et maximum de 5,5 à 500 V pour Cu-Be et 3,5 à 150 V et des maxima de l'ordre de 10 à 500 V pour le duralumin). Le résultat le plus remarquable a été obtenu par cet auteur avec un alliage contenant à la fois du béryllium et de l'aluminium (Al 70 pour 100 ; Be 30 pour 100), où il a été découvert un phénomène d'émission de champ qu'il rapproche de l'effet Malter [92] et pour lequel il obtient un facteur d'émission secondaire dépassant la valeur 1 000. Malheureusement, l'effet Malter ne paraît pas pouvoir être utilisé à des fins pratiques dans un multiplicateur d'électrons, non seulement du fait de sa dépendance du champ électrique et de son inertie mais aussi du fait de son instabilité qui doit être attribuée, comme l'ont montré des études par visualisation électronique [93], [94] à son origine fluctuante qui est due à des décharges localisées intermittentes par rupture diélectrique.

Ces auteurs furent suivis par un grand nombre d'expérimentateurs qui proposèrent de nombreuses compositions d'alliages ; en définitive, à la suite de tous ces travaux, c'est un alliage d'*argent-magnésium* qui dans la pratique finit par s'imposer presque simultanément dans plusieurs pays [95], [96], [97], grâce à son facteur d'émission secondaire plus élevé ($\sigma = 6$ à 150 V et un maximum de 15 à 500 V d'après Friedheim [97], mais, plus couramment 4,5 à 150 V et un maximum de 10 à 400 V).

Cependant, l'alliage de cuivre-béryllium conserve la faveur de certains auteurs [98] et il en regagne même dans certaines applications où des cibles émettrices sont inévitablement exposées occasionnellement au contact de l'air atmosphérique, comme c'est le cas dans les spectrographes de masse et les spectrographes ou monochromateurs à vide pour l'ultra-violet lointain [99], [100], [101] où l'on doit supprimer toute présence de matière entre la source de rayonnement et le

récepteur. C'est dans ce dernier but que nous avons également construit des multiplicateurs au cuivre-béryllium [102].

Quant au mécanisme de l'émission secondaire de ces oxydes et de ces alliages, il semble bien, en fin de compte, qu'il soit très voisin de celui des couches complexes aux métaux alcalins, car tous ces alliages présentent le phénomène d'*oxydation sélective* de l'un des constituants et permettent, de la sorte, la formation superficielle d'une couche d'oxyde avec des inclusions de métal libre, tout comme dans le cas des couches complexes aux métaux alcalins. Cette façon de voir est corroborée par le fait que l'on est arrivé à obtenir de bonnes couches émettrices par évaporation sous vide de couches successives des métaux constitutifs des alliages en question [103]. On a même annoncé des facteurs d'émission incroyablement élevés ($\sigma = 50$ sous 50 V) sur des couches obtenues de cette façon [104], sans qu'il s'agisse pourtant, semble-t-il, de l'effet Malter. Il faut cependant remarquer que certains auteurs [105] estiment que toutes les formes d'émission électronique secondaire des couches complexes devraient s'expliquer par un effet Malter plus ou moins prononcé et, par conséquent, doué de plus ou moins d'inertie suivant l'épaisseur des couches. Par contre, d'autres auteurs [106], [107] cherchent à montrer que l'émission secondaire est due, dans certains cas tout au moins, à un effet d'ionisation par chocs à l'intérieur même de la couche semi-conductrice. (D'où l'idée d'utiliser cette multiplication d'électrons « interne » dans un amplificateur de lumière.)

III. Considérations critiques sur les amplificateurs à multiplicateurs d'électrons. — Nous avons exposé dans le chapitre précédent les progrès acquis dans la connaissance de l'émission électronique secondaire, et qui ont permis la réalisation d'excellents multiplicateurs d'électrons pouvant concurrencer et souvent dépasser les performances des autres récepteurs et amplificateurs actuellement connus. Nous préciserons ici les raisons qui nous ont conduit à adopter l'amplification par émission électronique secondaire plutôt que le mode classique d'amplification par tubes triodes ou celui, de plus en plus répandu, par compteurs à ionisation Geiger-Müller (photocompteurs).

On sait qu'un multiplicateur d'électrons est un tube électronique qui accomplit la multiplication des électrons par répétition du processus d'émission électronique secondaire dans une suite d'étages multiplicateurs (appelés aussi « cibles secondaires » ou « dynodes ») ce qui donne lieu à une véritable avalanche en progression géométrique dont la raison est précisément égale au coefficient d'émission secondaire d'un étage. L'idée de construire de tels « multiplicateurs d'électrons » est ancienne puisque le premier brevet, dû à J. Slepian, remonte à 1919 [108] et, en France, à 1923 avec Dapsence et Péricaud [109]. Pourtant, les premiers multiplicateurs ayant réellement fonctionné datent de 1934 quant au type *dynamique* de Farnsworth [110] et de 1936 quant au type *statique* : le multiplicateur électromagnétique de Zworykin [111] et le multiplicateur électrostatique de Weiss [112] (si l'on passe sur les cellules à un seul étage de multiplication [73], [113]).

Sans nous étendre sur les détails techniques (voir pour l'ensemble : Lallemand [114], Zworykin [115] et Schaetti [116]) et en laissant de côté le type dynamique, disons simplement que les multiplicateurs d'électrons du type statique se répartissent en deux groupes, à savoir : les multiplicateurs *électromagnétiques* et les multiplicateurs *électrostatiques*. Ces derniers se subdivisent, d'une part, en multiplicateurs à « grilles » ou à « cloisons en stores vénitiens » dont la focalisation n'a pas à être très étudiée [117], [118], et, d'autre part,

en multiplicateurs à « électrodes pleines » dont la focalisation électrostatique nécessite une étude et une réalisation mécanique très précises [119], [120]. Ce sont les multiplicateurs électrostatiques des deux variantes qui ont pris la plus grande extension car ils ne nécessitent pas la présence encombrante d'un circuit magnétique et sont donc, de ce fait, beaucoup plus maniables que les multiplicateurs électromagnétiques.

C'est pourtant ce dernier type de multiplicateur que nous avons adopté pour nos mesures de laboratoire où l'encombrement joue un rôle secondaire, et ceci pour plusieurs raisons.

La première raison est que, comme Rajchman l'a remarquablement montré dans sa thèse [119], les multiplicateurs électrostatiques sont assez exposés aux effets néfastes de la *réaction ionique*, d'une part, et de l'*émission froide*, d'autre part, si bien que leur construction s'en trouve compliquée. Or, la réaction ionique se trouve automatiquement éliminée par l'action du champ magnétique et, d'autre part, il en est de même des électrons susceptibles d'être émis par émission froide dans les régions des électrodes de multiplication qui sont le plus dangereusement exposées aux gradients de potentiel les plus intenses.

La seconde raison est que, au prix d'une modification relativement simple des électrodes, s'inspirant des dispositifs utilisés dans la méthode de déviation magnétique électronique, le multiplicateur magnétique d'électrons doit pouvoir permettre l'étude de la fonction de distribution des vitesses des photoélectrons par une méthode plus directe et, partant, beaucoup plus précise que celle de la dérivation (par rapport aux potentiels) de la caractéristique du courant en fonction de la tension. En effet, une certaine action sélective des multiplicateurs électromagnétiques sur les électrons, selon qu'ils sont thermiques (c'est-à-dire émis avec des vitesses très faibles) ou photoélectriques (émis avec des vitesses un peu plus grandes), a été constatée expérimentalement par Barthélemy à la Compagnie pour la Fabrication des Compteurs et Matériel d'Usines à Gaz [121] et confirmée par D. Charles [19] qui estime, cependant, que cet effet ne peut pas s'expliquer par la différence des vitesses des électrons. Mais il n'apparaît pas que ces auteurs aient envisagé d'exploiter ces propriétés sélectives d'un multiplicateur électromagnétique dans le sens d'une étude de la distribution des vitesses des électrons émis et nous croyons être le premier à signaler ici cette possibilité.

Par la même occasion, nous signalons également ici une conséquence assez inattendue de cette action sélective selon la vitesse des électrons, conséquence qui ne semble pas avoir été remarquée jusqu'ici et dont il faut pourtant tenir compte si l'on veut connaître avec exactitude la caractéristique spectrale de la photocathode d'un multiplicateur d'électrons électromagnétique. Cette conséquence, immédiate, de l'action sélective en fonction des vitesses des photoélectrons consiste en ce que la forme de la « caractéristique spectrale » relevée à la sortie du multiplicateur doit *varier* avec la tension électrique appliquée entre la cathode et la première cible multiplicatrice.

Par ailleurs, cette même action sélective de l'optique électromagnétique se reproduit à chaque étage multiplicateur et elle a pour effet d'éliminer ceux des électrons « secondaires » (plus exactement : des électrons réfléchis et rediffusés) dont la vitesse initiale n'est pas faible. Dans un multiplicateur électrostatique, cet effet est moins sensible car un électron réfléchi ou rediffusé avec une vitesse importante par une cible a néanmoins de fortes chances d'atteindre la cible suivante, ou encore, de venir heurter la *même* cible à un autre endroit avec une vitesse suffisante pour provoquer l'émission secondaire. Il en résulte cette conséquence, qui joue contre

le multiplicateur électromagnétique, que le facteur de multiplication d'un tel appareil sera moins élevé que celui d'un multiplicateur électrostatique. En fait, cette considération joue assez peu, car on sait qu'une forte proportion des électrons secondaires est émise avec des vitesses faibles [58]; cependant on peut y voir la raison pour laquelle le facteur de multiplication (par étage) d'un multiplicateur électromagnétique est généralement moins élevé que celui d'un multiplicateur électrostatique (multiplicateur à grilles excepté), d'autant plus que cette raison ne peut pas être attribuée à la variation du coefficient d'émission secondaire en fonction des angles d'incidence à l'impact des électrons primaires, car ces angles s'écartent de la normale à peu près autant dans les deux cas.

Par contre, nous pouvons remarquer, à l'avantage du multiplicateur électromagnétique, que la forme de la cathode d'un tel multiplicateur semble mieux adaptée aux mesures sur un monochromateur que celle d'un multiplicateur électrostatique. En effet, cette cathode a la forme d'une plaque normale au faisceau incident, de géométrie allongée (par exemple : $2 \text{ cm} \times 0,6 \text{ cm}$), c'est-à-dire qu'elle présente à la fente de sortie une surface (de l'ordre du centimètre carré) utilement limitée aux besoins, alors que les cathodes (non transparentes) des multiplicateurs électrostatiques sont généralement des surfaces courbes (impropres par conséquent, à donner des résultats définis dans une étude de l'effet photoélectrique en *lumière polarisée* comme celle qui a été entreprise par certains auteurs [122] et elles ont une superficie de l'ordre d'une dizaine de centimètres carrés, dont une faible partie seulement est éclairée par la fente du monochromateur, alors que toute la surface est thermoémissive. Il s'ensuit donc que le rapport du courant de signal au courant d'obscurité d'un multiplicateur électrostatique peut se trouver divisé dans le rapport des surfaces des deux cathodes. Cet inconvénient n'a pas échappé à certains auteurs [123], [124] qui ont montré qu'un champ magnétique judicieux peut abaisser considérablement le courant thermique des multiplicateurs électrostatiques. Mais cela revient à ramener ces multiplicateurs dans le domaine des multiplicateurs électromagnétiques.

Cependant, ce qui vient d'être dit en faveur du multiplicateur électromagnétique ne constitue évidemment en aucune façon une critique à l'endroit des multiplicateurs électrostatiques qui se passent de la servitude du circuit magnétique et qui, néanmoins, atteignent presque, quand ils sont très bien construits ou sévèrement sélectionnés, les limites théoriques de la sensibilité [125]. Mais ces performances n'ont pu être atteintes qu'à la suite de longs efforts dans la lutte contre la réaction ionique et contre l'émission froide [119] [126].

Outre la réaction ionique et l'émission froide, les autres effets parasites qui viennent limiter le seuil de sensibilité d'un multiplicateur d'électrons aux faibles flux sont l'émission thermionique et la conduction par défauts d'isolement : nous en discuterons au moment opportun.

La construction des multiplicateurs d'électrons étant délicate et leur emploi nécessitant de grandes précautions, on peut se demander s'il n'eût pas été préférable de recourir dès l'abord à un détecteur de radiations dont l'extrême sensibilité est connue depuis longtemps, à savoir le compteur Geiger-Müller sous sa forme de compteur photoélectrique [127] ou encore tout simplement à l'amplification par tubes électroniques usuels du courant débité par une cellule photoélectrique ordinaire. En effet, le compteur photoélectrique a été proposé il y a longtemps en vue de la spectrophotométrie dans l'ultraviolet [128] et on connaît en France les travaux d'Audubert [129], de Mattler [130] et de A. Dauvillier [131].

[132] ; sa technique a profité des progrès récents obtenus dans les vastes applications en physique nucléaire [133] et ce genre de détecteur a effectivement permis récemment à Fujioka et Ito [134] d'exécuter des mesures spectrophotométriques dans l'ultraviolet lointain. Mais, indépendamment du fait que la fidélité et la reproductibilité de ces appareils est encore discutée [135], la raison primordiale qui nous a fait négliger le compteur photoélectrique tient à ce que cet appareil est obligatoirement rempli de *gaz*. Or, la présence d'un gaz (et surtout d'un gaz ionisé) constitue non seulement une cause d'évolution pour les photocathodes qui sont soumises à son effet (comme l'a montré de longue date l'expérience des cellules à gaz dont l'abandon en spectrophotométrie tient surtout à cette raison), mais, qui plus est, cette présence exclut la possibilité d'une étude de l'effet photoélectrique des cathodes à l'état dégazé. De plus, cette même présence de gaz impose une limite spectrale à l'utilisation des photocompteurs, à savoir, la limite de transparence de ces gaz dans l'ultraviolet (850 angströms pour l'hydrogène, 500 angströms pour l'hélium).

En résumé, nous pouvons donc dire que le compteur photoélectrique est inutilisable pour l'étude de l'émission photoélectrique des métaux *purs*, qu'il présente une limite spectrale d'utilisation et que sa fidélité en tant qu'appareil de mesure en spectrophotométrie paraît plus aléatoire que celle d'un multiplicateur d'électrons correctement construit et utilisé [136].

Pour ce qui est de l'amplification par tubes électroniques usuels, on sait que cette technique a réalisé également de très grands progrès [137], [138] et nous y avons parfois eu recours [139].

La question qui se pose est de savoir si l'amplification par émission secondaire d'électrons introduit davantage ou moins de fluctuations parasites que l'amplification par tubes triodes. Elle a été longuement débattue dans la littérature. Pendant longtemps, les causes de fluctuations parasites (émission thermique, émission froide, réaction ionique, etc.) ont joué contre le multiplicateur, mais depuis qu'on arrive à les éliminer par une construction soignée, on se trouve ramené à comparer l'importance respective du bruit d'agitation thermique des électrons dans la résistance de charge qui donne des fluctuations perturbatrices de tension (effet Johnson) et du bruit de grenaille (shot effect) des électrons émis par la cathode, qui donne des fluctuations perturbatrices de courant (effet Schottky). En effet, le tube triode n'étant sensible qu'à des *tensions*, la présence d'une résistance de charge est indispensable et cette résistance doit être d'autant plus élevée que les courants à mesurer sont faibles. Par contre, le courant issu d'un multiplicateur peut être recueilli directement sur un galvanomètre (résistance négligeable) ou sur une résistance de charge peu élevée (en vue de l'amplification par tubes).

L'effet Johnson est tel que dans un intervalle de fréquences Δf le carré moyen de la tension perturbatrice est

$$\bar{E}^2 = 4kTR \Delta f$$

k étant la constante de Boltzmann, T la température absolue, R la résistance de charge (en ohms).

L'effet Schottky est tel que dans un intervalle de fréquences Δf le carré moyen des fluctuations de courant est

$$\bar{i}^2 = 2eI \Delta f$$

e étant la charge de l'électron ($1,6 \times 10^{-19}$ coulomb) et I le courant total.

Aux bornes de la résistance de charge, ces fluctuations de courant créeront une tension perturbatrice telle que son carré moyen sera

$$\bar{E}^2 = 2eIR^2 \Delta f.$$

On sait que le rapport des deux effets perturbateurs s'écrit

$$\frac{\text{Effet Schottky}}{\text{Effet Johnson}} = \frac{2eIR^2 \Delta f}{4kTR \Delta f} = \frac{RI}{2kT}.$$

A la température ordinaire, le dénominateur est égal à $5 \times 10^{-2} \text{ V} = 50 \text{ mV}$. Il s'ensuit que lorsque $RI < 50 \text{ mV}$, le bruit thermique de R est plus grand que le bruit de grenaille du courant. Ce sera le cas lorsque le courant I que l'on veut mesurer est très faible, car on ne peut pas augmenter indéfiniment la valeur de R , du fait du courant de grille des tubes amplificateurs et d'une constante de temps qui deviendrait prohibitive. C'est là que le multiplicateur d'électrons vient offrir une solution qui consiste à réduire la valeur de la résistance de charge après avoir amplifié le courant par émission secondaire ; on y gagne du même coup l'avantage d'une constante de temps beaucoup plus faible. On sait que cette dernière qualité a permis non seulement de compter individuellement les électrons émis par la cathode [140] mais encore, d'améliorer le rapport du signal au bruit par la discrimination du niveau des impulsions comme l'a montré Engstrom [141]. Mais Lallemand [125] reproche aux compteurs d'impulsions de fausser les mesures et il arrive à des résultats aussi remarquables sans utiliser de compteur d'impulsion, mais cela grâce à des multiplicateurs de performances meilleures que ceux utilisés par Engstrom.

En conclusion, nous pouvons donc dire que la supériorité du multiplicateur d'électrons moderne, qui atteint presque les limites théoriques de la sensibilité et possède une rapidité de réponse bien supérieure à l'amplificateur à tubes, est établie aussi bien en théorie que par l'expérience. Sa sensibilité peut atteindre celle des compteurs photoélectriques à gaz, dont l'emploi est contradictoire avec l'étude des cathodes à l'état *pur* (dégazé) et limité dans l'ultraviolet par l'absorption des gaz. Cette sensibilité dépasse même la sensibilité de la plaque photographique qui est limitée par l'existence d'un seuil [125].

DEUXIÈME PARTIE : Exposé des résultats nouveaux

I. Appareillage utilisé. — A. Monochromateur. — On sait qu'il n'existait pas jusqu'à ces dernières années de monochromateurs à vide à réseaux, à part ceux de Baker [4], et de Powell [48], et que ce n'est que récemment que d'autres monochromateurs de ce genre ont été décrits [142], [143], [144], [134].

Le monochromateur à vide à réseau concave qui nous a servi pour nos mesures spectrales a été construit par les Établissements Beaudouin, sur les indications de B. Vodar, et mis au point au Laboratoire de Physique-Enseignement de la Sorbonne par M^{me} Simone Robin [145], [146] qui a publié sa description. Nous n'en dirons donc que quelques mots.

Le réseau, en aluminium sur verre, a été construit à la Johns Hopkins University et nous le devons à l'amabilité du professeur G.-H. Dieke. Il a une surface rayée de $53 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ qui porte 570 traits par millimètre. (Rayon de courbure : 1 m ; dispersion : 17,5 angströms par millimètre.) Dans la disposition actuelle du trajet optique, le faisceau incident subit dès l'entrée une réflexion à 45° sur un miroir aluminé.

Comme sources de lumière, nous avons utilisé la lampe à décharge dans l'hydrogène, d'abord en verre, pouvant supporter jusqu'à 200 mA, ensuite en quartz, pouvant admettre 800 mA. Ces deux types de lampes comportent une lentille en fluorine qui limite vers 1 250 angströms environ la longueur d'onde du flux entrant. Une lampe de forte puissance et sans fenêtre vient d'être construite [147], mais le présent travail était déjà achevé au moment de sa mise en service : cette lampe sans fenêtre éliminera radicalement les difficultés et les inconvénients dus à la présence des fenêtres montées sur les lampes que nous avons utilisées (ternissement rapide).

Toutes nos lampes s'adaptent devant la fente d'entrée du

monochromateur par un rodage conique graissé, étanche au vide.

Du côté de la fente de sortie (fig. 3), le récepteur doit évidemment se trouver exposé à la lumière monochromatique sans interposition d'air, autrement dit, le vide doit être assuré entre la fente de sortie et le récepteur. L'idéal aurait été une absence totale de matière entre la fente de sortie et la surface sensible du récepteur et c'est là une des raisons pour lesquelles nous avons construit des multiplicateurs en alliage de cuivre et béryllium destinés à pouvoir supporter sans dommage le contact occasionnel de l'air atmosphérique [102] et devant fonctionner en communication directe avec le vide de l'enceinte du monochromateur comme c'est le cas dans certains spectrographes de masse [99], [100]. De tels multiplicateurs sans fenêtres ont été récemment utilisés sur un spectrographe à vide modifié pour cet emploi en vue de l'étude de l'absorption dans l'ultraviolet lointain [148]. Mais, nous n'avons jusqu'à présent utilisé que des cellules et des multiplicateurs scellés dans des ampoules de verre (fig. 5 et 6) munies d'un raccord en quartz et pyrex comportant une fenêtre en quartz très mince soufflée en forme de bulle (fig. 4). Ce raccord se termine par un cône rodé qui permet d'adapter l'ampoule d'une façon étanche et rigide au rodage du monochromateur et de faire le vide devant la fenêtre soufflée de l'ampoule.

Des filtres peuvent être interposés sous vide devant la fente de sortie, grâce à un support tournant manœuvrable de l'extérieur.

B. Appareils de mesure électriques. — Nous avons mesuré le courant sortant de la cellule ou du multiplicateur soit avec un galvanomètre soit avec un électromètre. Comme galvanomètres, nous avons utilisé un millivoltmètre-microampèremètre A.O.I.P., de $3 \times 10^{-9} \text{ A} : \text{mm}$ et un galvanomètre Kipp et Zonen, de $10^{-10} \text{ A} : \text{mm}$. L'électromètre est un électromètre à quadrants A.O.I.P. type EL 2, d'une sensibilité de 1,8 V pour 160 mm soit sensiblement 90 mm par volt. (Capacité de l'ordre de 20 unités électrostatiques C.G.S.) Les résistances de charge, dont les valeurs dépassent $10^{12} \Omega$, sont du type à couches minces métalliques sur support en verre sous vide du modèle mis au point au Laboratoire de Physique-Enseignement par B. Vodar [149] et par Mostovetch [150].

C. Bâti de pompage. — La pompe primaire est une pompe à palettes.

La pompe secondaire est une pompe à diffusion de vapeur de mercure à deux étages, entièrement en verre, évacuant quelques litres par seconde. Elle est en série avec une petite pompe à vapeur de mercure à deux étages et éjecteur, du modèle L. Dunoyer, qui permet de maintenir un bon vide secondaire contre une pression primaire assez forte.

La canalisation de vide secondaire comporte deux osmomètres, l'un en palladium pour l'introduction d'hydrogène, l'autre en argent pour l'introduction d'oxygène, une jauge à ionisation de la Société française Radioélectrique pour la mesure du vide élevé et deux pièges à air liquide. Afin d'assurer la plus grande propreté au vide résiduel et aux gaz auxiliaires (O_2 et H_2), nécessaires au traitement de sensibilisation, le second piège à air liquide est étuvable en même temps que le tube qui se trouve en cours de pompage. Le vide habituellement atteint est de 10^{-6} à 10^{-7} tor ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ Le tor est le terme utilisé par certains auteurs pour désigner la pression exercée par une colonne de mercure de 1 mm de hauteur.

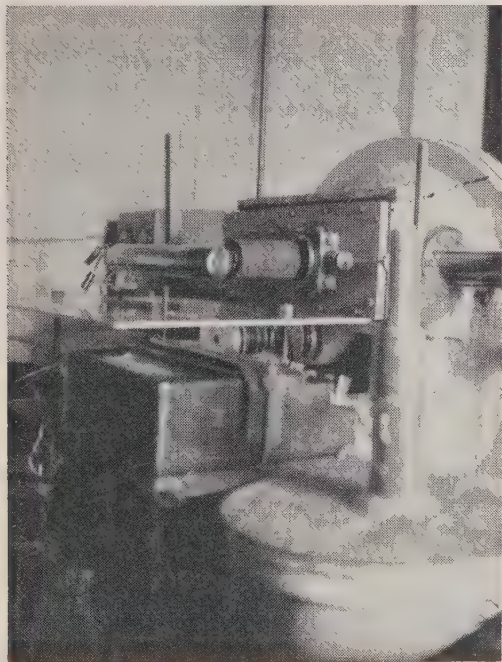


Fig. 3. — Vue d'un multiplicateur d'électrons monté sur le monochromateur à vide. On distingue à droite une partie de l'enceinte métallique du monochromateur ; le multiplicateur est adapté à la vanne (à joint Wilson) qui permet de fermer l'orifice situé devant la fente de sortie.

II. Récepteurs construits. — A. Description générale. — Ainsi que nous l'avons indiqué précédemment, nos cellules et nos multiplicateurs portent des fenêtres en quartz raccordées à l'ampoule en verre pyrex ou en verre M.O. par des jonctions comportant les verres intermédiaires du quartz au pyrex d'un diamètre intérieur de 15 mm ⁽¹⁾ (fig. 4). Ces

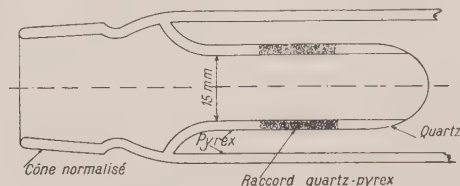


Fig. 4. — Fenêtre mince en quartz. — Cette fenêtre est soufflée en forme de bulle mince concave vers l'extérieur; le quartz est raccordé au verre du tube par une série de verres intermédiaires (raccord quartz-pyrex). Le cône rodé permet l'adaptation au monochromateur à vide.

fenêtres, en forme de bulles minces, concaves vers l'extérieur, sont soufflées dans du quartz très pur de la qualité Homosil ⁽²⁾. La jonction quartz et pyrex, avec sa fenêtre soufflée, est soudée à l'intérieur d'un tube qui se termine par un rodage conique mâle destiné à s'adapter, par graissage étanche au vide, au rodage conique du monochromateur. Cette disposition protège la fenêtre soufflée contre les chocs.

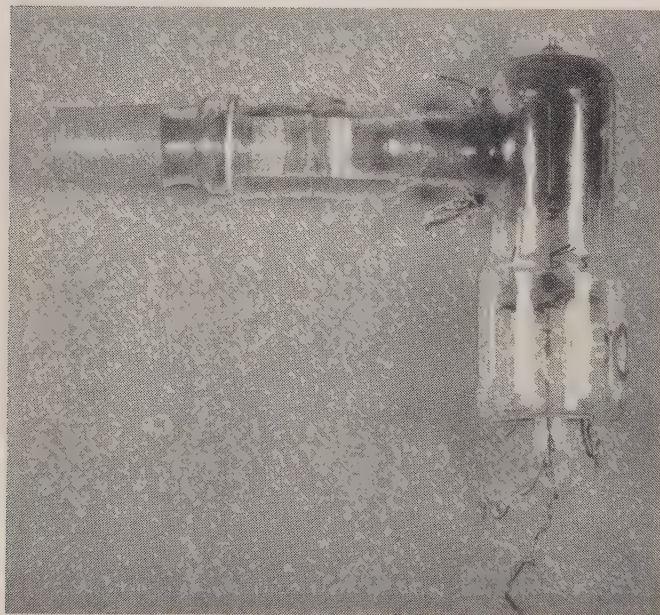


Fig. 5. — Vue d'une cellule photoélectrique à fenêtre de quartz. Le rayonnement incident arrivant de la gauche passe par le tube à cône rodé qui porte, intérieurement, la fenêtre en quartz. Dans le pied, sorties de l'anode, de la cathode et de l'anneau de garde.

La limite de transparence de ces fenêtres minces se situe vers 1 450 angströms. On sait que la fluorine et le fluorure de lithium sont plus transparents, coupant vers 1 250 et 1 100 angströms environ, mais la technique de raccordement de ces cristaux au verre devient très délicate dès que l'on envisage

l'étuvage des ampoules à 400° C en vue du dégazage sous vide. On peut envisager soit un collage au chlorure d'argent (fusion à 455° C) sur un tube métallique aminci (type Housekeeper), solution signalée récemment [151], soit un raccordement par pellicule métallique mince obtenue par électrolyse, méthode qui paraît satisfaisante en principe et qui a été essayée au laboratoire avec des résultats encourageants [152].

Une autre solution possible consiste dans un joint obtenu par l'adhésion d'une fenêtre sur une collerette en verre, les deux pièces étant polies optiquement l'une contre l'autre, procédé qui, comme on sait, est parfois utilisé pour le scellement sous vide du pied d'un tube électronique à l'ampoule (en verre de même nature) [153]. Notre cas est plus compliqué, parce que les dilatations de la fenêtre et du support sont généralement différentes. Cependant, à la suite des résultats obtenus avec des fenêtres raccordées à l'acier poli [154], nous avons essayé dernièrement l'étanchéité au vide de fenêtres de fluorine sur collerettes de pyrex; l'étanchéité obtenue est probablement suffisante pour permettre le dégazage.

Le montage des électrodes de la cellule (cathode, anode, anneau de garde) se fait sur un « pied de lampe » à plusieurs passages, après quoi le pied est soudé à l'ampoule qui porte la jonction avec sa fenêtre (fig. 5).

La cathode de la cellule est constituée par une plaquette plane en métal ou en verre métallisé par une couche de platine colloïdal.

L'anode est constituée par une boucle (en nickel ou en molybdène) placée à quelques millimètres parallèlement à la cathode. La sortie de l'anode est munie d'anneaux de garde intérieurs et extérieurs, de façon à recueillir les courants de fuite. Nous prenions d'ailleurs la précaution d'enduire de paraffine le pied (rentré) de la cellule alors que cette dernière venait, tiède encore, de l'étuve du bâti de pompage. Avec ces précautions, le courant de fuite devenait négligeable. Dans les multiplicateurs, les électrodes sont également reliées à un pied en verre comportant le nombre voulu de passages (fig. 6); les ampoules, munies de leur fenêtre soufflée en quartz, sont soit en verre pyrex, soit, le plus souvent, en verre M.O.

On sait que dans un multiplicateur (fig. 7), les électrons, émis par la photocathode sous l'effet de la lumière incidente, sont dirigés sur une première électrode multiplicatrice à l'aide d'une optique électronique appropriée, cette première cible étant portée à un potentiel positif généralement de l'ordre de 100 à 300 V par rapport à la cathode. Les électrons secondaires émis par l'impact des électrons primaires sont à leur tour dirigés sur une seconde cible portée à un potentiel double de la première et le processus se répète ainsi sur les cibles successives portées à des potentiels croissants, de telle sorte que si le coefficient d'émission secondaire d'une cible est σ et s'il y a n étages, la multiplication totale, dans l'hypothèse qu'aucun électron ne se perd, sera $M = \sigma^n$. C'est une progression géométrique qui, si n est élevé, varie énormément avec σ ⁽¹⁾. On voit donc l'importance primordiale que joue la qualité du métal émissif, d'une part, et une focalisation correcte des électrons, de l'autre. Ce dernier point nécessite une étude très précise de l'optique électronique et une grande précision dans la construction mécanique des électrodes et dans l'ajustage de leur écartement.

⁽¹⁾ Ainsi pour $n = 12$, si σ passe de 2 à 4, M passera de 4 000 à 16 millions.

⁽¹⁾ Établissements Gallois et Cie.

⁽²⁾ Heraeus.

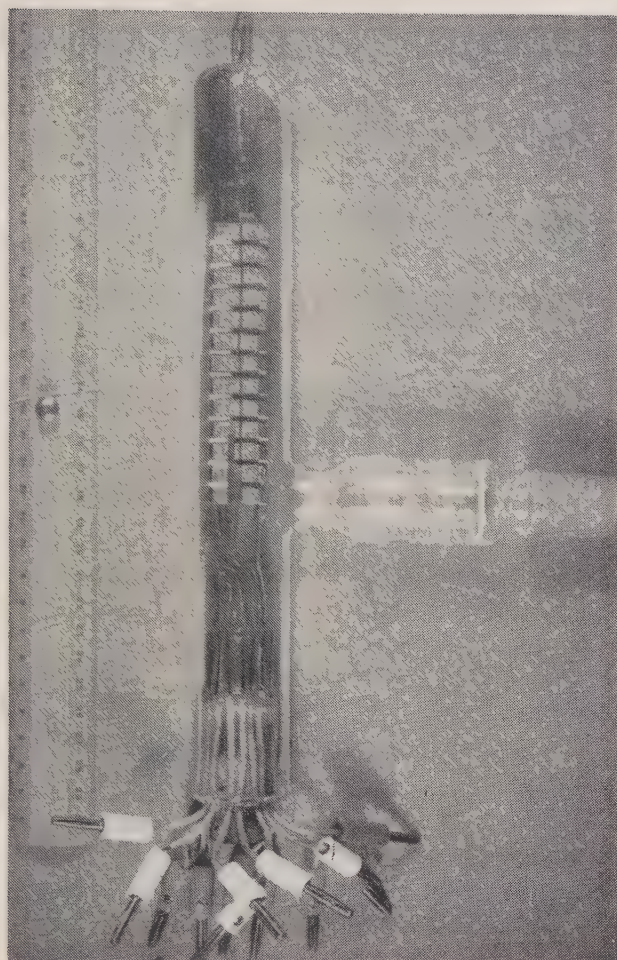


Fig. 6. — Vue d'un multiplicateur d'électrons à fenêtre de quartz. En bas, les connexions des étages multiplicateurs; en haut, la sortie de l'anode. On distingue les douze étages multiplicateurs isolés par des rondelles intercalaires en stéatite.

Le problème posé par l'optique électronique du multiplicateur électromagnétique à champs croisés a été traité d'une façon extrêmement complète par Zworykin d'abord [111] et

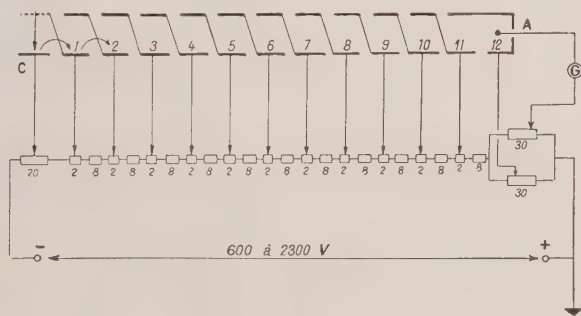


Fig. 7. — Schéma du multiplicateur d'électrons. Les électrons émis par la cathode C sont dirigés sur l'électrode du premier étage où se produit la première multiplication par émission secondaire. Les électrons secondaires sont dirigés sur l'étage multiplicateur suivant et ainsi de suite jusqu'à la collection par l'anode finale A. Les potentiels électriques sont ajustés à l'aide d'un diviseur de tension.

par D. Charles [19] ensuite. On sait que les trajectoires des électrons sont déterminées par les équations

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= eH \frac{dy}{dt}, \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= eE - eH \frac{dx}{dt}, \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= 0. \end{aligned}$$

Si l'on suppose que les électrons quittent la cathode avec une vitesse nulle, on trouve que les trajectoires sont des cycloïdes dont la portée et la flèche sont respectivement

$$\begin{aligned} X_0 &= 2\pi \frac{E}{H^2} \frac{m}{e}, \\ Y_0 &= \frac{2E}{H^2} \frac{m}{e}, \end{aligned}$$

d'où

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{1}{\pi} = 0,32.$$

Les cas où les électrons partent avec des vitesses non nulles et dans des directions quelconques ont été également traités par les auteurs précités.

Quant aux problèmes de précision mécanique dans la fabrication et l'assemblage des électrodes nous les avons

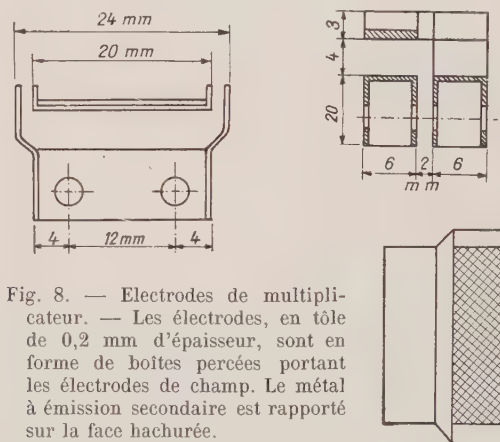


Fig. 8. — Electrodes de multiplicateur. — Les électrodes, en tôle de 0,2 mm d'épaisseur, sont en forme de boîtes percées portant les électrodes de champ. Le métal à émission secondaire est rapporté sur la face hachurée.

résolus en recourant à une technique de pliage de tôle sur gabarits et d'assemblage sur tiges en stéatite.

Nos électrodes (fig. 8) sont en tôle d'acier inoxydable (amagnétique) de 0,2 mm d'épaisseur, repliée et soudée par points à la soudeuse électrique, de façon à former de petites boîtes très rigides. Ces boîtes sont percées et enfilées sur deux tiges de stéatite formant montants (fig. 9), l'écartement et l'isolement entre les électrodes successives étant assuré par des rondelles de stéatite coulissant sur les tiges. Ce montage, entièrement mécanique, que nous avons mis au point, nous a paru beaucoup plus avantageux que celui que nous avons essayé au début et qui s'inspirait des travaux antérieurs aux nôtres où les électrodes étaient soudées à une tige de verre par l'intermédiaire d'une tige de molybdène ou de tungstène.

Comme on a pris l'habitude de prendre pour hauteur entre la plaque émettrice et la plaque de champ une valeur égale à la moitié de la portée de la cycloïde nous avons adopté

$$\begin{aligned} a &= 6 \text{ mm}, & b &= 2 \text{ mm}, & h &= 4 \text{ mm}, \\ p &= a + b = 8 \text{ mm}. \end{aligned}$$

La largeur des électrodes est de 20 mm au niveau du métal sensible et l'écartement des montants latéraux de 24 mm.

Nous avons d'ailleurs apporté quelques modifications à la forme classique des électrodes du multiplicateur électromagnétique à champs croisés.

Tout d'abord, nous nous sommes méfié du montage sur plaquettes latérales de mica que Zworykin préconisait en vue d'éviter un étalement latéral du flux d'électrons grâce à la répulsion subie de la part des charges d'électrons qui viennent se déposer sur ces plaquettes isolantes, car on attribue à ces montages sur isolants un défaut de stabilité provenant de la migration de ces charges [118]. Pour éviter l'étalement latéral, nous avons conservé l'action répulsive des parois latérales mais en les faisant non pas isolantes, mais métalliques. De cette façon, chaque électrode constitue donc, avec ses montants latéraux et avec la plaque de champ de l'électrode suivante, un système d'optique électronique ayant pour effet de maintenir la concentration du flux d'électrons dans l'axe comme on peut le constater sur la figure 8.

Une autre modification que nous avons introduite consiste en ce que l'anode collectrice finale est constituée non pas par une électrode identique aux autres mais par une boucle ou une plaquette qui se trouve logée à l'intérieur de la dernière électrode multiplicatrice (sans contact électrique avec celle-ci), de telle sorte qu'elle ne peut recueillir que les électrons qui circulent à l'intérieur du « couloir » formé par l'enfilade des électrodes. De cette façon, nous éliminons de l'anode pratiquement tous les électrons qui n'auraient pas suivi les trajectoires cycloïdales voulues et, en particulier, les électrons parasites dont l'existence a été constatée par D. Charles [19]. Cette anode collectrice est fixée à une tige de molybdène ou de tungstène soudée dans un tube de verre disposé dans l'axe du multiplicateur et qui constitue la sortie de l'anode. Cette sortie est disposée à l'extrémité opposée du tube par rapport au pied à passages multiples. Cette disposition nous a permis d'obtenir un isolement excellent de la sortie d'anode par rap-

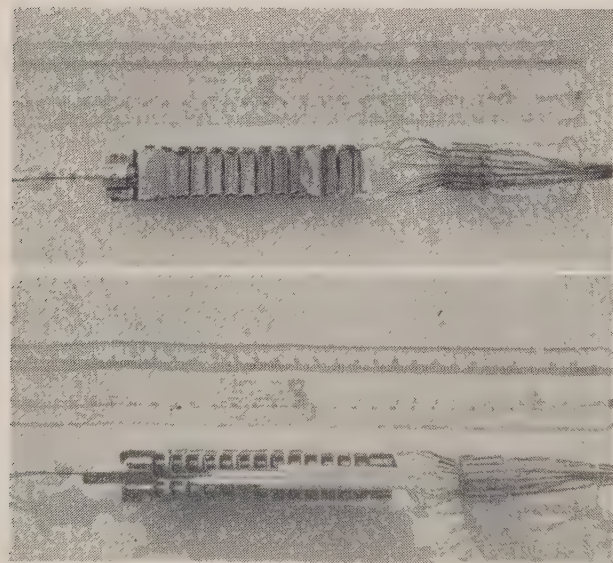


Fig. 9. — Vue du montage des électrodes du multiplicateur. Sur la vue, en haut, on distingue les plaques de champ des électrodes et la grille placée devant la cathode; à droite: le pied; à gauche: la sortie d'anode. Sur la vue, en bas, on voit des tubes isolants en quartz contenant les connexions et les rondelles de stéatite qui solent les électrodes enfilées sur deux tiges de stéatite.

port au pied qui reçoit les tensions électriques élevées (parfois plusieurs milliers de volts) qu'on y applique ⁽¹⁾.

Toutes les électrodes de multiplication sont identiques, sauf que la première porte une grille pour le passage de la

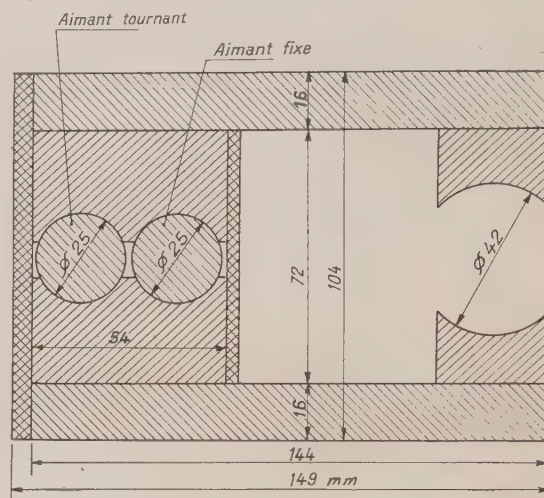


Fig. 10. — Circuit magnétique. — Le champ magnétique est créé par deux aimants permanents dont l'un peut tourner à frottement doux dans son logement, ce qui permet de faire varier le champ dans l'entrefer entre 0 et 200 oersteds.

lumière et que la dernière se présente sous forme d'une boîte fermée sur cinq côtés contenant l'anode finale. L'intérieur de cette boîte est entièrement tapissé de métal émissif: de cette façon l'effet défocalisateur possible, dû à la discontinuité introduite dans l'optique électronique du système itératif des électrodes successives par la présence d'une anode collectrice finale ne pourra pas avoir d'effet nuisible, car les électrons incidents sont assurés de toucher une surface émissive en quelque point qu'ils tombent.

Nous avons totalement supprimé la grille-écran que l'on trouve devant l'anode finale dans certains multiplicateurs et dont la présence, dictée par la crainte d'une réaction du circuit de sortie, nous paraît superflue dans nos multiplicateurs électromagnétiques pour les raisons suivantes: d'une part, les courants débités par l'anode sont généralement faibles et ne provoquent, par conséquent, qu'une faible chute de tension dans la résistance de charge; d'autre part, l'anode collectrice finale se trouve à l'intérieur d'une boîte qui constitue en elle-même un écran électrostatique entre l'anode collectrice et la suite des étages multiplicateurs et qui affaiblit considérablement la réaction des variations de la tension de l'anode sur l'optique électronique des étages précédents.

B. Alimentation électrique. — L'alimentation électrique du multiplicateur d'électrons est assurée par un dispositif stabilisé à 1 pour 1 000 ⁽²⁾, pouvant donner une tension variable entre 600 et 2 300 V et débitant sur un diviseur de tension composé, dans le cas des multiplicateurs à douze étages, de treize résistances de 10 000 Ω (fig. 7). Dans notre montage expérimental, le diviseur de tension est constitué par des résistances fixes et des potentiomètres qui permettent d'ajuster la tension entre deux étages consécutifs et de faire

⁽¹⁾ C'est en partie grâce à cette disposition que nous avons pu mesurer à l'électromètre sur un multiplicateur au cuivre-béryllium des courants aussi faibles que quelques unités 10^{-12} A en présence d'une tension voisine de 4 kV.

⁽²⁾ Type ATVC des Etablissements de Présalé. 2 000 V, 70 mA.

varier largement les potentiels de la cathode et de l'anode collectrice par rapport aux étages multiplicateurs.

C. Circuit magnétique. — On sait que le champ magnétique dans un multiplicateur électromagnétique doit avoir

une grande constance du fait du terme $\frac{E}{H^2}$. Si ce champ est

créé par un électroaimant, il faut assurer la constance du courant d'excitation. Nous avons préféré recourir à un *aimant permanent*, mais comme il est nécessaire dans un montage expérimental de pouvoir faire varier le champ magnétique, nous avons imaginé un circuit magnétique où cette variation est obtenue par la rotation d'un aimant cylindrique. Ce circuit comporte en fait (fig. 10) deux aimants permanents cylindriques identiques ⁽¹⁾ aimantés perpendiculairement à leur axe. L'un est maintenu fixe alors que l'autre peut tourner à frottement doux dans son logement, de sorte que le champ dans l'entrefer peut varier d'une façon continue depuis une valeur nulle, quand les aimants sont en opposition, jusqu'à la valeur maximum de près de 200 oersteds donnée par les deux aimants en parallèle.

III. Résultats. — On sait que dans le domaine visible les plus grandes sensibilités photoélectriques connues sont données par certains composés de métaux alcalins (hydrures, oxydes, sulfures, antimoniures, etc.) et cela, plus précisément, lorsque ces composés se présentent sous forme d'une « couche complexe » c'est-à-dire lorsqu'ils contiennent des inclusions de métal libre.

Il est d'usage cependant de distinguer entre les « *couches complexes* » proprement dites et les « *alliages* ». Les premières sont obtenues par la réaction chimique à chaud du métal alcalin sur les oxydes de certains métaux (Ag, Cu, Ni) et les seconds par la combinaison des métaux alcalins avec certains métaux de la quatrième et de la cinquième colonne, comme Bi, Sb, As, P, Pb, Sn, Ge, ce qui donne des composés intermétalliques qui seraient de la forme SbM_3 , BiM_3 , etc., M désignant le métal alcalin [155], [156] ; la sensibilité photoélectrique de ces composés stoechiométriques n'existerait d'ailleurs qu'à la condition que la couche comporte un excès de métal alcalin [157], [158]. Ce fait est à rapprocher des constatations similaires faites sur les oxydes et les hydrures alcalins, qui ne présenteraient pas de sensibilité photoélectrique à l'état stoechiométrique pur. Cette similitude de comportement photoélectrique nous fait considérer comme arbitraire la subdivision en cathodes à « *alliages* » et en cathodes à « *couches complexes* » dont le mécanisme photoélectrique est probablement similaire. Cependant, ce classement est assez commode et nous l'avons maintenu dans cet exposé.

En dehors des couches complexes, on utilise également comme photocathodes dans l'ultraviolet certains métaux purs comme Zn, Cd, Ti, Zr, Th, Ta, U et même le platine dont le seuil est le plus éloigné dans l'ultraviolet (vers 2 000 angströms) [139].

Des mesures précises sur la sensibilité dans l'ultraviolet de certaines de ces photocathodes en métaux purs manquent encore dans la littérature, mais quelques essais préliminaires que nous avons effectués dans l'ultraviolet lointain sur des cathodes en Pt, Au, Ag, Al, évaporés sous vide nous ont montré que la sensibilité de ces métaux purs est beaucoup plus faible que celle des couches complexes et des cathodes aux alliages. Le manque de luminosité du dispositif optique actuel du monochromateur et la sensibilité assez moyenne de notre

électromètre (90 mm/V) ne nous ont pas permis d'en relever les caractéristiques spectrales dans de bonnes conditions de précision. Nous avons donc décidé d'entreprendre d'abord l'étude des cathodes complexes malgré leur émission thermionique beaucoup plus élevée que celle des métaux purs.

Nous exposerons successivement les résultats obtenus sur les cellules à couches complexes, sur les cellules à cathodes aux alliages, sur les multiplicateurs à couches complexes et sur les multiplicateurs aux alliages.

A. Cellules à couches complexes. — La couche complexe la plus anciennement connue après les hydrures est celle que, par abréviation, nous désignerons ci-dessous par la dénomination : « *césium sur argent oxydé* » et le symbole Ag-O-Cs. Son symbole le plus courant est : Ag-Cs₂O-Cs mais il s'écrit d'une façon plus complète Ag-Cs₂O-Ag-Cs car cette couche se forme par la réduction d'une couche d'oxyde d'argent avec de la vapeur de césium dans le vide à une température de 150° C à 250° C. Il s'ensuit la réaction



On voit donc que l'oxyde d'argent est remplacé par de l'oxyde de césium et que les atomes d'argent libérés restent inclus dans la couche d'oxyde. Certains auteurs sont d'avis que le maximum de sensibilité est atteint lorsque la couche d'oxyde est recouverte par une couche monomoléculaire de césium adsorbé à la surface : d'où le symbole Ag-Cs₂O-Ag-Cs qui désigne successivement le métal de support, la couche d'oxyde, les inclusions d'argent et la couche adsorbée de césium.

La technique de fabrication de ces couches complexes est assez délicate et devient difficile et peu reproductible lorsqu'il s'agit d'électrodes multiples et de forme compliquée comme celles des multiplicateurs d'électrons ; elle a déjà été souvent décrite, parfois en détail [159].

On sait qu'une cellule correctement sensibilisée donne une sensibilité de l'ordre de 20 microampères par lumen (pour un filament porté à une température de couleur de 2 700° K) et un seuil photoélectrique situé entre 10 000 et 13 000 angströms ; Asao [161] réussit à pousser cette sensibilité jusqu'à 95 microampères par lumen sans que le seuil change beaucoup, par une nouvelle évaporation additionnelle d'argent. Mais comme — chose remarquable d'ailleurs — ce traitement ne modifie pas la sensibilité dans l'ultraviolet, nous ne l'avons pas appliqué à nos cathodes.

Nous croyons avoir réussi à apporter une contribution nouvelle à l'étude expérimentale de ces couches, qui a eu pour objet de préciser certains points relatifs à l'évolution de la photoémission et de l'émission thermique pendant la sensibilisation. On sait en effet que le gros inconvénient de ces couches complexes est leur forte émission thermionique qui, à la température ordinaire, est habituellement de l'ordre de 10^{-12} A : cm², et qui peut atteindre des valeurs beaucoup plus élevées, par exemple 10^{-10} A : cm² [19]. Cette forte émission thermique nous ayant donné des déboires dans plusieurs de nos multiplicateurs, nous décidâmes d'étudier la question de plus près et d'examiner ce qui se passe lorsqu'on prolonge la cuisson au-delà du stade préconisé par ceux de nos prédécesseurs qui arrêtaient le chauffage *au maximum* de l'émission thermique. Nous avons donc suivi l'évolution de l'émission photoélectrique à la fois dans le visible et dans l'ultraviolet, tout en suivant simultanément l'émission thermique. Depuis, nous avons eu connaissance des travaux cités dans la première partie [76], [77], [78], dans lesquels on préconise une technique semblable et, par ailleurs, une étude sur l'évolution simultanée de l'émission photoélectrique et de l'émission

⁽¹⁾ Ticonal de Jiffey, Prêtre et Cie.

thermique a été faite par Suhrmann et Dehmelt [55]. Cependant, nos résultats présentent, à notre connaissance, les premières données numériques sur l'évolution, en cours de sensibilisation, de l'émission photoélectrique dans l'ultraviolet, car s'il est vrai que Dobrolubski [76], [77] prétend bien avoir montré que l'émission secondaire des couches complexes est liée à la sensibilité photoélectrique dans l'ultraviolet, il ne donne, sur les résultats qu'il a obtenus, aucune précision qui permette d'étayer cette assertion et, qui plus est, il reconnaît lui-même que ses résultats sont très contradictoires.

Notre expérience fut conduite comme suit : la cellule, scellée au bâti de pompage, est placée dans l'étuve de telle façon qu'on puisse éclairer la photocathode à travers un orifice percé dans la paroi de l'étuve au moyen d'une lampe à hydrogène portant une lentille de fluorine. On peut obtenir cet orifice au moyen d'un volet ou le fermer par un verre qui constitue un filtre éliminant le rayonnement ultraviolet. (La lampe est placée à 25 cm de la photocathode et débite 150 mA.) Dans ces conditions, la cellule est éclairée soit par la radiation totale de la lampe jusqu'à la limite imposée par l'absorption de l'air (1 850 angströms), soit par la radiation limitée par la transmission du verre à 3 000 angströms environ. De plus, nous éclairions la cellule au moyen d'une lampe à incandescence à filament de tungstène placée à l'intérieur même du four. (Lampe de 5 W sous 120 V au filament peu survolté c'est-à-dire donnant une lumière à prédominance rouge.) Comme le courant thermique désigné par I_0 est toujours présent à la température de l'étuve, il vient s'ajouter aux lectures du courant photoélectrique, dont il faut le déduire. On détermine donc de la sorte par soustraction les courants photoélectriques I_F dû à la lampe à filament, I_{UV} dû à l'ultraviolet de la lampe à hydrogène (1850-3 000 angströms) et I_V dû au rayonnement visible de la lampe à hydrogène ($\lambda > 3 000$ angströms).

La figure 11 représente l'évolution de tous ces courants dans le cas d'une cellule à césium sur argent oxydé, dénommée

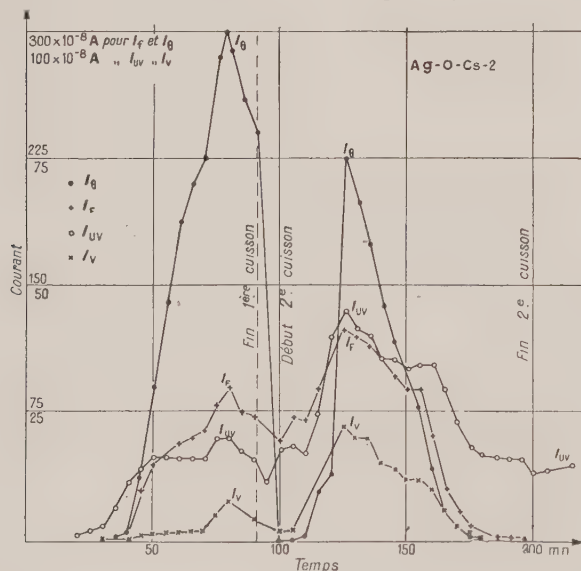


Fig. 11. — Evolution de l'émission thermique et des courants photoélectriques. Dans une première cuisson, on constate que le courant thermique I_0 ainsi que les trois courants photoélectriques I_F , I_{UV} et I_V (dus respectivement à une lampe à filament et aux bandes spectrales 1 850 angströms $< \lambda < 3 000$ angströms et $\lambda > 3 000$ angströms d'une lampe à hydrogène) évoluent d'une façon similaire. Après la seconde cuisson, prolongée bien au-delà du maximum, le courant I_{UV} est le seul à subsister.

AgOCs2 subissant une cuisson prolongée jusqu'à disparition non seulement de l'émission thermique, mais aussi de l'émission photoélectrique dans le domaine du rayonnement visible.

On peut en tirer les observations suivantes :

1° le rayonnement ultraviolet est le premier à donner une réponse photoélectrique (les conditions de l'expérience étant telles que les courants photoélectriques des diverses origines restent sensiblement du même ordre de grandeur pendant la plus grande partie de l'expérience) ;

2° l'évolution de tous les courants est assez semblable au cours de la première cuisson (culmination simultanée) ;

3° après arrêt du chauffage, refroidissement et suppression du réservoir à césium, les quatre courants subissent au début de la seconde cuisson une évolution assez semblable et repassent tous par un maximum au même moment, mais à partir de ce moment, l'évolution change en ce sens que c'est le courant thermique qui décroît le plus vite de tous. La décroissance de I_F et de I_V est moins rapide, mais c'est le courant I_{UV} dû au rayonnement ultraviolet qui décroît le plus lentement pour se stabiliser à un palier où on le retrouve après refroidissement à la suite de l'arrêt de la cuisson et alors que les trois autres courants ont pratiquement disparu.

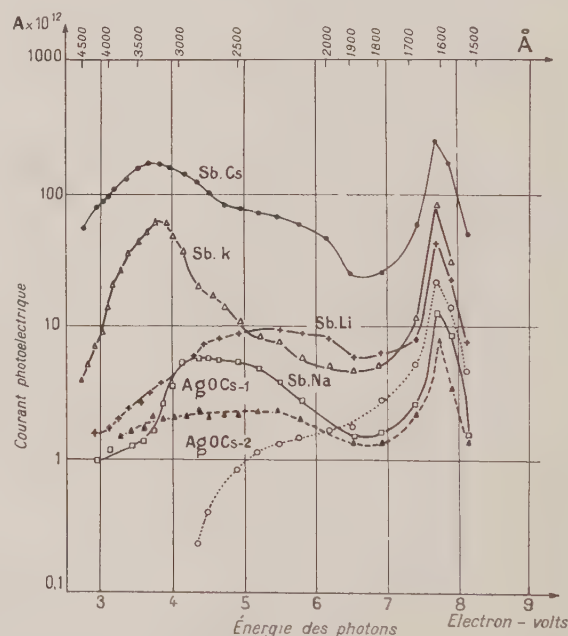


Fig. 12. — Caractéristiques spectrales des antimoniures alcalins et des couches complexes au césium sur argent oxydé comparées dans les mêmes conditions en fonction de l'énergie des photons émis par une lampe à hydrogène (courant : 0,8 A ; largeur de bande : 10 angströms). La couche complexe longuement étuvée (AgOCs-2) est moins sensible vers les grandes longueurs d'onde que la couche complexe (AgOCs-1) étuvée normalement, mais elle l'est par contre davantage vers les courtes longueurs d'onde.

La caractéristique spectrale de cette cellule, relevée au monochromateur à vide dans les conditions qui seront précisées ci-après (p. 22) est représentée sur la figure 12 où on la compare à celle d'une cellule (AgOCs-1) sensibilisée par la méthode classique. On constate que si la cellule longuement étuvée est moins sensible que l'autre vers les grandes longueurs d'onde, elle l'est par contre davantage au-dessous de 2 000 angströms [51]. Il semble donc bien, quoique nous ne puissions être catégorique sur ce point, n'ayant pas suivi d'une façon continue l'évolution d'une seule et même cel-

lule, que la cuisson prolongée fait croître la sensibilité dans l'ultraviolet *au détriment* de la sensibilité dans le visible.

Ce comportement, que nous avons mis en évidence, de la couche complexe vis-à-vis du rayonnement ultraviolet nous paraît intéressant du point de vue des renseignements qu'il peut donner sur la structure de ces couches.

Conclusions. — Si l'on se réfère aux résultats de Timofeew et Piatnitzki [78] qui constatèrent que l'évolution de l'émission secondaire est beaucoup plus lente que celle de la photoémission (puisque dans leur expérience, elle ne passe par un maximum qu'au bout de 13 heures de cuisson alors que la photoémission culmine au bout de 2 heures seulement) on peut en déduire que nous ne risquons guère de nuire à l'émission secondaire de nos cibles par une cuisson de quelques heures : en effet, les multiplicateurs d'électrons que nous avons sensibilisés par cette méthode de cuisson prolongée ont montré une émission secondaire de valeur sensiblement normale ($\sigma = 3,5$ à 160 V par étage et pour douze étages).

Nous pouvons donc en conclure que nos résultats vont dans le sens d'une confirmation de l'hypothèse émise, mais très mal vérifiée, par Dobrolubski sur la corrélation entre la sensibilité photoélectrique dans l'ultraviolet et l'émission secondaire. On sait que divers auteurs vont plus loin en supposant que la sensibilité photoélectrique à l'ultraviolet (région du « second maximum ») et l'émission électronique secondaire de ces couches complexes doivent être attribuées toutes deux à la même couche « profonde » alors que la sensibilité photoélectrique dans le visible (région du premier maximum) doit être due à la structure de la surface de la couche.

Par ailleurs, comme nous l'avons dit, Suhrmann et Dehmelt [55] ont cherché à préciser la corrélation entre les propriétés photoémisives et thermoémisives et la *structure* d'une couche complexe Ag-O-Cs en recourant à la méthode élégante du « courant photoélectrique global » qui permet de déterminer le seuil photoélectrique sans l'aide d'un monochromateur, le tout en fonction de la température de formation. Leurs résultats paraissent très intéressants mais, à notre avis, le mode opératoire de ces auteurs ne permet pas de caractériser d'une façon suffisamment précise, dans l'histoire de l'évolution de la couche, la *phase historique* dans laquelle elle se trouve, ceci parce que le facteur « temps de formation » n'a pas été pris en considération, les auteurs ayant adopté arbitrairement une durée de formation d'une heure à chaque température subie *successivement* par la même cathode dont l'histoire se trouve ainsi très mal définie (il faudrait encore tenir compte de la durée des refroidissements successifs). Autrement dit, le facteur « temps » et le facteur « température » agissent simultanément dans l'expérience en question et il n'est pas facile d'en discriminer les influences respectives. Il n'est donc pas étonnant que, de l'avis même de ces auteurs, l'interprétation de leurs résultats n'est pas encore satisfaisante.

Du point de vue *pratique*, nos conclusions seront :

1° Il est possible, par une cuisson prolongée, de fabriquer des couches complexes au césium sur argent oxydé, sensibles à l'ultraviolet, peu sensibles au rayonnement visible et donnant de façon reproductible une émission thermique faible (de l'ordre de 10^{-14} A : cm²) ;

2° Si l'on veut améliorer le rapport du signal au bruit d'une cathode à césium sur argent oxydé *destinée au visible* on devra, même au détriment de la sensibilité globale, rechercher le point optimum sur la partie *décroissante* des courbes de courant au lieu de s'arrêter au maximum de ces courbes comme il a été préconisé jusqu'à présent. Nous pensons que

c'est en raison de cette prescription que beaucoup d'auteurs ont constaté jusqu'ici de telles divergences dans l'émission thermique, d'où une certaine désaffection pour ces photocathodes [162] (et la nécessité de refroidir [163]) ;

3° Les couches complexes traitées par cuisson prolongée présentent une émission secondaire équivalente à celles des couches ayant subi le traitement classique.

B. Cellules à cathodes aux alliages. — La fabrication des photocathodes « aux alliages » de métaux alcalins avec des métaux de la quatrième et de la cinquième colonne tels que Bi, Sb, As, P, Pb, Sn est plus simple que celle des couches complexes sur argent oxydé, surtout si on ne recherche pas la sensibilité au rouge (par une oxydation ultérieure).

La technique en a été décrite par Görlich [155], auteur de la découverte, et par Sommer [156] qui a établi que leur composition est de la forme SbM_3 (M étant le métal alcalin) c'est-à-dire que les « alliages » en question sont en fait des composés intermétalliques définis. Il semble établi cependant [157], [158], que la conduction électrique, de même que la sensibilité photoélectrique de ce composé doivent être attribuées à une conduction *par excès* de métal alcalin (de l'ordre de 10 pour 100).

On sait que c'est l'*antimoniure de césium* qui donne les meilleurs résultats dans le visible (20 à 100 microampères par lumen pour $T = 2\ 360^\circ$ K à $2\ 870^\circ$ K [164], [43], [165], [166]).

Pour ce qui est de la *réponse spectrale* de Sb-Cs, les résultats connus sont très contradictoires dans le visible et étaient inexistantes au-dessous de 2 000 angströms lorsque nous publîâmes les nôtres [51]. Ainsi, en classant les résultats par ordre chronologique, on constate que pour ce qui est du maximum de la caractéristique spectrale (à énergie constante) Görlich [165] le situe entre 4 200 et 4 600 angströms tout en montrant l'influence de l'oxygène qui le décale vers le rouge. Janes et Glover [167] le trouvent à 3 750 angströms tandis que Sommer [168] le situe à 4 600 angströms. Khlebnikov et Melamed [169] donnent d'abord une courbe très accidentée (maxima à 3 350 et 2 950 angströms, minima à 3 650 et 3 150 angströms), puis ils trouvent, contrairement à ce qui précède, un palier presque plat entre 3 000 et 3 800 angströms et à peine un point d'inflexion à 4 000 angströms [170]. Lallemand [114] indique un premier maximum vers 4 750 angströms, un autre vers 3 900 angströms, enfin un troisième très aigu à 3 200 angströms venant après un minimum très accusé à 3 400 angströms. Engstrom [171] retrouve l'allure générale de la courbe de Janes et Glover, mais avec le maximum vers 3 400 angströms, cependant que Burton [172] le situe vers 3 700 angströms. Barstchevsky [172] trouve un seul maximum à 3 650 angströms. Par ailleurs, Lallemand arrive à décaler le maximum depuis 4 500 angströms jusque vers 6 000 angströms environ [174] par une méthode de sensibilisation au rouge. Enfin, à la Compagnie pour la Fabrication des Compteurs et Matériel d'Usines à gaz, E. Vassy et Cazalas [175], après une purification très soignée de l'antimoine, trouvent un maximum vers 4 500 angströms.

Devant ces divergences plus ou moins explicables (impuretés, oxydation, absorption des verres), nous nous proposons de rechercher la caractéristique spectrale de l'antimoniure alcalin aussi *pur* que nous pouvions l'obtenir.

Nous décidâmes donc de renoncer à la sensibilisation par l'oxygène et aussi nous prîmes soin de ne pas remettre en contact avec l'atmosphère la couche d'antimoine obtenue par évaporation sous vide directement dans la cellule, afin d'éviter l'influence des gaz adsorbés. (Nous renoncâmes d'ailleurs d'autant plus facilement à cette sensibilisation par

l'oxygène que, comme on le voit d'après les publications de Görlich [165] et de Lallemand [174], cette sensibilisation au rouge se fait *au détriment* de la sensibilité dans l'ultraviolet proche et nous avons craint qu'il en fût de même pour l'ultraviolet lointain.)

Notre antimoine (¹) est donné comme ayant une pureté de 99,92 pour 100 et ses impuretés sont dosées spectroscopiquement et chimiquement (Pb : 0,0275 pour 100; As : 0,025 pour 100; Cu : 0,0134 pour 100; Ni : 0,0087 pour 100, etc.). Nous avons pris la précaution de le purifier encore par chauffage en haute fréquence sous vide dans un tube de pyrex : nous avons alors constaté la présence de constituants plus volatils qui se dégagèrent de la masse du métal.

Après un étuvage de la cellule pendant une heure ou deux à 400° C sous vide secondaire, l'antimoine, contenu dans un appendice, était vaporisé au chalumeau et venait se condenser sur le support de cathode constitué par une plaquette en verre,

métallisée comme le montre la figure 13. Cette plaquette est supportée par les deux tiges constituant les sorties de courant à travers le pied de la cellule. C'est entre ces deux sorties que l'on mesure la résistance de la partie de la couche comprise entre les deux plages métallisées. On arrête l'évaporation de l'antimoine lorsque l'épaisseur de la couche est telle que le filament d'une lampe à incandescence devient à peine visible au travers (la résistance électrique est alors généralement de l'ordre de quelques ohms ou de quelques dizaines d'ohms).

On introduit alors la vapeur de césium (étuvage à 180° C) et tout comme pour Ag-O-Cs nous avons suivi simultanément l'évolution et photoélectriques en éclairant la cathode soit avec la radiation totale d'une lampe à hydrogène, soit avec cette radiation filtrée par un verre, soit encore avec une lampe à filament sous-volté. Cette évolution est assez semblable à celle de Ag-O-Cs, sauf que les courants photoélectriques sont plus importants et le courant thermique beaucoup plus faible (300 fois moindre à 185° C).

Après scellement, nos cathodes présentent une sensibilité de l'ordre de 12 microampères par lumen pour une température de couleur de 2 550° K environ. (Comme nous l'avons dit, cette sensibilité globale aurait pu être fortement accrue par sensibilisation pour le rouge par l'oxygène, mais fort probablement, au détriment de la sensibilité dans l'ultraviolet lointain.)

1. CARACTÉRISTIQUE SPECTRALE DE L'ANTIMONIURE DE CÉSIMUM PUR. — Notre premier relevé de la caractéristique spectrale [176] a été faussé du côté de l'ultraviolet lointain par la pollution rapide et sélective de la lentille en fluorine de la lampe à hydrogène alimentée avec un courant de 800 mA, mais cette erreur a été éliminée par la suite et la courbe correcte est représentée sur la figure 12. Cependant, le premier relevé de-

meure valable dans la région du maximum de la courbe, région où nous avons pu calculer une courbe à énergie constante à partir de notre courbe brute en nous basant sur les seules valeurs connues à ce moment pour la répartition énergétique d'une lampe à hydrogène (dues à Déjardin et M^{lle} Schwegler [177]) et en faisant très approximativement les corrections de transmission du monochromateur d'après les pouvoirs réflecteurs du miroir (à 45°) et du réseau. Ce calcul situe le maximum de la caractéristique spectrale vers 3 550 angströms. Si l'on se reporte aux auteurs énumérés plus haut, on constate que notre valeur se situe entre celle de Janes et Glover et celle d'Engstrom.

Nous avons pu tracer la caractéristique spectrale jusque vers 1 500 angströms, limite de transparence de notre fenêtre en quartz, mais comme l'étalonnage énergétique de Déjardin et Schwegler s'arrête à 2 200 angströms et comme de plus l'étalonnage énergétique obtenu récemment par Packer et Lock [11] jusque vers 900 angströms ne concorde pas avec le précédent dans le domaine où ils se chevauchent, nous avons jugé prudent de ne pas faire de calculs d'énergie autrement qu'à partir de l'étalonnage énergétique que nous nous proposons d'effectuer sur notre propre monochromateur avec la source et le réseau utilisés. Il s'ensuit que la courbe de la figure 12 n'est pas corrigée de la répartition énergétique et qu'en conséquence le second maximum qu'on y relève vers 1 608 angströms est dû au groupe intense de raies que présente le spectre de la lampe à hydrogène dans cette région (courant : 800 mA; fentes de 0,57 mm correspondant à une bande spectrale de 10 angströms).

2. CARACTÉRISTIQUES SPECTRALES DE Sb-K, Sb-Na et Sb-Li. —

Nous avons complété ces premiers résultats par une étude spectrophotométrique dans l'ultraviolet lointain des alliages de l'antimoine avec les autres métaux alcalins. En effet, outre l'intérêt que les données expérimentales d'une telle étude peuvent présenter pour l'interprétation théorique de l'effet photoélectrique de la famille des antimoniures alcalins, nous nous sommes demandé si, du point de vue pratique, il ne serait pas permis de s'attendre à des performances meilleures dans l'ultraviolet lointain avec des alliages contenant les métaux alcalins autres que le césium. On sait en effet [178], [179] que les maxima de sensibilité photoélectrique de la série des métaux alcalins (purs ou hydrurés) se trouvent décalés de plus en plus loin dans l'ultraviolet lorsqu'on remonte la colonne du césium au rubidium, potassium, sodium et lithium. Ainsi, Teillac [180] a montré (¹), que le lithium hydruré est plus sensible que le sodium hydruré au-dessous de 2 900 angströms (jusqu'à 2 100 angströms, limite de ses mesures).

Cette étude des antimoniures alcalins nous paraissait d'ailleurs d'autant plus indiquée qu'il n'existe à notre connaissance aucune publication donnant les courbes de sensibilité spectrale dans l'ultraviolet de Sb-K et Sb-Na et les seules que nous connaissions pour le visible, ne concernaient, outre Sb-Cs, que Sb-Rb [181], [182] et Sb-Li [183], [184] : elles sont très contradictoires. Nous entreprîmes donc de former nous-même des cathodes Sb-K, Sb-Na et Sb-Li. Les deux premières (Sb-K et Sb-Na) furent formées par une méthode similaire à celle appliquée pour Sb-Cs, et l'évolution en cours de formation fut assez semblable.

La figure 12 donne les caractéristiques spectrales relevées dans les mêmes conditions que celle de Sb-Cs [176]. Le maximum de Sb-K se trouve vers 3 400 angströms et la sensibilité globale est de l'ordre de 2 à 3 microampères par lumen

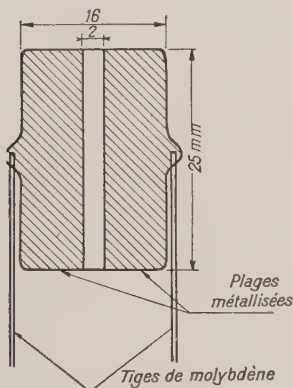


Fig. 13. — Croquis d'un support de cathode. — Plaquette en verre portant deux plages métallisées connectées à deux sorties pour permettre la mesure de la résistance électrique de la couche photo-sensible.

(¹) Fourni par Johnson, Matthey et C^{ie}.

(²) Au laboratoire de Physique-Enseignement de la Sorbonne.

(2 550° K). Le maximum de Sb-Na se trouve vers 3 000 angströms et la sensibilité globale n'est qu'une fraction de microampère par lumen.

La formation de la cathode Sb-Li nécessite, par contre, des précautions supplémentaires car le lithium attaque fortement le verre, même à la température ordinaire. Il s'ensuit que si l'on s'attache, comme nous l'avons fait, à l'étude de Sb-Li pur, il est nécessaire de faire le dépôt sur un support autre que le verre et, autant que possible, inattaquable par le lithium. Nous avons choisi le platine.

Pour ce qui est du lithium, on sait que son obtention à partir de la réduction du chromate par le zirconium ne donne pas de très bons résultats [150] et nous avons décidé d'utiliser directement du lithium métallique sans recourir à la méthode de réduction. Quoique le point de fusion du lithium soit assez bas (186° C), sa tension de vapeur est très faible (4×10^{-6} tor à 350° C) ainsi que son taux d'évaporation [185]. Nous en avons conclu que l'on pouvait faire subir au lithium un étuvage à 350° C sans qu'il se volatilise de façon excessive et l'expérience a pleinement confirmé cette supposition. Cependant, vu la fusion du métal et dans le but de réduire encore sa volatilisation, nous avons pris la précaution de l'enfermer dans un tube de nickel en nous inspirant de la technique des getters enrobés (baryum sous tube). Il suffit ensuite de chauffer le tube de nickel par un courant de haute fréquence pour vaporiser le lithium au moment voulu.

La sensibilité photoélectrique apparaît, pour l'ultraviolet tout au moins, immédiatement après cette vaporisation ; il serait intéressant de préciser si cette émission est due au lithium pur ou si elle est l'indice d'un commencement de combinaison entre le lithium vaporisé et l'antimoine froid. L'étuvage de formation fait croître beaucoup cette sensibilité photoélectrique dans l'ultraviolet (près de vingt fois), alors que la sensibilité demeure constamment nulle pour le rayonnement de la lampe à filament sous-volté et très faible pour celle de la lampe à hydrogène filtrée par le verre.

La caractéristique spectrale de cette photocathode Sb-Li figure avec toutes les autres caractéristiques relevées dans les mêmes conditions (fig. 12). On peut y voir que l'allure générale de cette caractéristique Sb-Li s'écarte sensiblement de celles des autres et l'on peut en conclure que, parallèlement à ce qui a été observé dans le domaine visible [165], [184], les propriétés photoélectriques du composé Sb-Li dans l'ultraviolet ne se rangent pas suivant l'ordre des poids atomiques des métaux alcalins.

Les résultats que nous avons obtenus avec cette cathode Sb-Li diffèrent considérablement de ceux donnés récemment par Schaetti [184] qui arrive à lui conférer une bonne sensibilité dans le visible (6 microampères par lumen) tout en lui conservant une très faible émission thermionique (qui serait inférieure à 10^{-17} A : cm²). Il faut l'attribuer sans doute à ce que sa cathode Sb-Li est déposée sur du verre (d'où, vraisemblablement, une réduction de la silice et une libération d'atomes de silicium).

La conclusion pratique, du point de vue de l'ultraviolet lointain qui nous intéresse, est que toutes ces photocathodes aux antimoniures alcalins répondent convenablement jusqu'à la limite de transparence des fenêtres utilisées (1 500 angströms environ) et que dans toute la région explorée c'est encore la photocathode Sb-Cs qui se montre la plus sensible. Cependant, elle est suivie de près par le composé Sb-K qui pourra lui être préféré si l'on craint le courant thermique.

C. Multiplicateurs d'électrons à couches complexes. —

On sait qu'à l'origine les multiplicateurs comportaient tous

des cibles à couches complexes au césium sur argent oxydé et que leur principal défaut venait de leur émission thermique élevée et très peu reproductible (10^{-10} à 10^{-13} A : cm²).

Nous donnons ci-après les résultats auxquels nous a permis d'aboutir notre méthode d'étuvage prolongé (exposée plus haut pour les cellules) quand elle est appliquée aux multiplicateurs d'électrons, mais auparavant, nous voudrions mentionner en passant un perfectionnement aux procédés de refroidissement des multiplicateurs que nous avons proposé. A vrai dire, nous n'avons guère eu recours à ce procédé qui constitue tout de même une servitude et dont l'emploi s'est révélé superflu dans l'ultraviolet où l'on peut employer des cathodes à faible émission thermique. Nous le mentionnons cependant, malgré le fait qu'il soit apparu par la suite que d'autres auteurs [187], [188] y ont pensé, car ce procédé conserve peut-être un certain intérêt pour les multiplicateurs utilisés dans l'infrarouge et même dans le domaine visible.

On sait qu'il est de pratique courante de refroidir ces multiplicateurs soit à l'aide de la glace carbonique, soit à l'aide de l'air liquide. C'est grâce à ce procédé que Bay [140], le premier, est arrivé à abaisser le seuil de sensibilité d'un multiplicateur d'électrons au point d'en faire un véritable compteur de photons dans l'infrarouge. L'effet parasite le plus gênant qui apparaît au refroidissement est un dépôt de buée sur les parties froides du multiplicateur, et en particulier sur les sorties de courant et les ampoules ou fenêtres transparentes. Cet inconvénient impose généralement des précautions pour protéger la fenêtre contre le dépôt de buée (chauffage approprié par exemple) et des précautions supplémentaires pour supprimer les défauts d'isolement entre les passages de courant. Cela amène à des montages assez encombrants et à une consommation de fluide réfrigérant relativement importante. L'adaptation de tels montages à la sortie d'un monochromateur à vide présenterait des difficultés supplémentaires.

Notre système de refroidissement supprime radicalement tous ces problèmes [186]. Il est basé sur l'idée de refroidir non pas l'extérieur, mais l'intérieur du multiplicateur. La figure 14 illustre une forme de réalisation possible et la photographie (fig. 15) représente un multiplicateur d'électrons que nous avons réalisé au laboratoire selon ce principe.

Cependant, nous n'avons pas poursuivi l'étude de ces multiplicateurs refroidis car leur construction est sensiblement plus compliquée et la présence de l'air liquide constitue une servitude. Nous avons préféré chercher la solution du problème présenté par l'émission thermique en étudiant, comme nous l'avons exposé, des couches complexes obtenues par un traitement thermique particulier et en utilisant des alliages tels que Ag-Mg et Cu-Be dont l'émission thermique est négligeable.

Dans un de nos premiers multiplicateurs qui aient donné

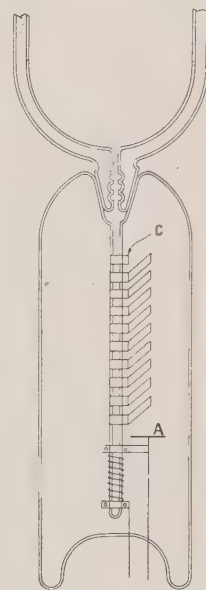


Fig. 14. — Schéma de principe du multiplicateur refroidi. La cathode C et les électrodes multiplicatrices sont montées sur un tube de verre dans lequel on introduit le fluide réfrigérant (air liquide par exemple) contenu dans le vase de Dewar.

des résultats acceptables [18] nous avons constaté un courant d'obscurité de 3×10^{-9} A, après amplification de 20 000 fois ($\sigma = 3$ à 160 V) soit une émission thermique à la cathode de l'ordre de 10^{-13} A : cm², résultat excellent pour des cibles au césium sur argent oxydé. Il est probable que ce résultat doit être attribué à une cuisson assez prolongée, mais il est possible aussi que cette faible émission thermique peut être attribuée, à la présence d'une couche de sodium que nous déposâmes sur la cathode par-dessus la couche de césium sur argent oxydé, dans l'intention d'améliorer sa réponse à l'ultraviolet. En effet, ce sodium peut jouer un rôle de getter vis-à-vis du césium qui peut se trouver en excès à la surface des électrodes (ce césium superficiel étant généralement considéré comme responsable du courant thermique).

C'est sans doute la présence de ce sodium qui confère à la caractéristique spectrale une allure à plusieurs maxima (à 3 400, 2 600 et 2 150 angströms) comme on le voit sur la figure 16 qui reproduit (courbe B) la courbe brute relevée sur un galvanomètre ainsi que la courbe que l'on peut en tirer (courbe A) en tenant compte de l'absorption de la fenêtre en quartz ordinaire d'une épaisseur de 1 mm. A l'époque où ce multiplicateur fut construit, nous ne disposions malheureusement pas d'un quartz de bonne qualité et c'est ce qui explique l'absorption intense au-dessous de 2 000 angströms.

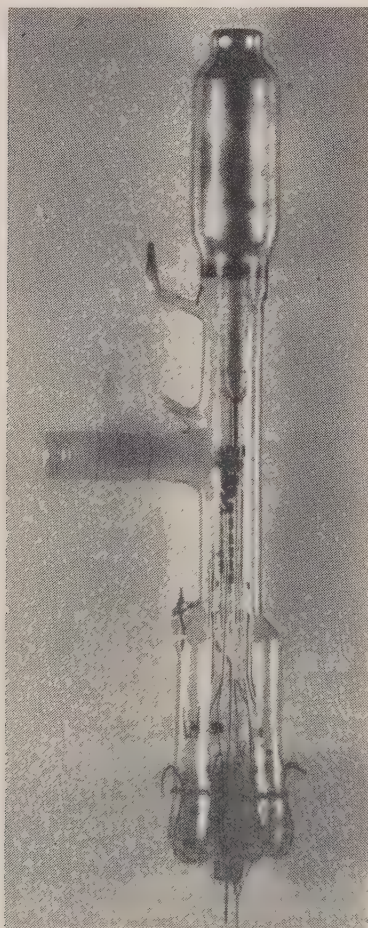


Fig. 15. — Vue d'un multiplicateur refroidi. Cet appareil est construit sur le principe de la figure 14, sauf que le vase de Dewar fait corps avec l'ensemble.

Malgré cela, cet appareil fut, à notre connaissance, le premier multiplicateur d'électrons sensible jusque vers 1 700 angströms.

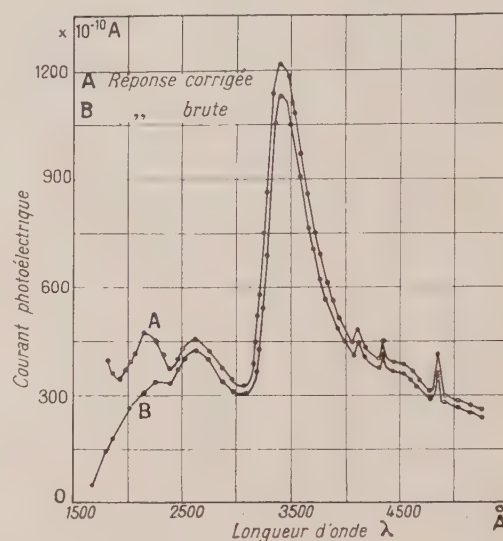


Fig. 16. — Caractéristique spectrale d'un multiplicateur à cathode de césium sur argent oxydé recouverte de sodium, en fonction de la longueur d'onde du rayonnement d'une lampe à hydrogène (courant : 0,2 A). La courbe B est la réponse photoélectrique brute et la courbe A est déduite de la précédente en faisant les corrections dues à l'absorption et aux réflexions de la fenêtre de quartz.

D'autres multiplicateurs d'électrons au césium sur argent oxydé (mais sans sodium) que nous avons construits par la suite présentèrent des inconvénients, du point de vue du courant d'obscurité, comme ce fut le cas chez d'autres auteurs (1) et ce n'est qu'à la suite de la mise au point de notre méthode de cuisson prolongée (exposée plus haut, pages 19 et 20) que nous sommes arrivés à fabriquer d'une façon reproductible des multiplicateurs d'électrons à couches complexes Ag-O-Cs ayant une faible émission thermique (de l'ordre de 10^{-14} A : cm² à la cathode).

Comme ces multiplicateurs sont munis de fenêtres soufflées en quartz Homosil, leur limite de sensibilité dans l'ultraviolet va légèrement plus loin que celle des seuls appareils sensibles au-dessous de 2 000 angströms dont on ait publié les performances jusqu'ici (à notre connaissance tout au moins) à savoir, les multiplicateurs construits spécialement par la Radio Corporation of America sur la demande et à l'intention du Naval Research Laboratory [17].

La figure 17 reproduit la courbe spectrale brute de l'un de nos multiplicateurs Ag-O-Cs relevée à l'aide du monochromateur à vide, éclairé avec une lampe à hydrogène (800 mA) portant une lentille de fluorine, dans les mêmes conditions expérimentales que pour les cellules photoélectriques.

Les douze étages de ce multiplicateur ainsi que la cathode sont en argent oxydé sensibilisé au césium selon notre technique de cuisson prolongée, mais la forme de la caractéristique spectrale, comparée à celles des cathodes du même type reproduites ci-dessus (fig. 12) fait penser qu'un étuvage encore plus prolongé aurait amélioré les performances dans le sens qui nous intéresse. En effet, cette caractéristique présente une sensibilité encore relativement élevée dans le visible (la sensibilité globale pour une source à filament porté à une tempéra-

(1) Voir D. CHARLES [19], pages 48-49.

ture de couleur de 2 550° K est de 24 microampères par lumen ; une cuisson plus prolongée l'aurait abaissée (au profit, sans doute, de la sensibilité à l'ultraviolet), et aurait probablement encore réduit le courant thermique qui n'est pourtant que de 10^{-14} A par centimètre carré de cathode.

La multiplication sous 160 V par étage (2 080 V de tension totale) est de 3 millions ($\sigma = 3,5$). La sensibilité globale est alors de 72 ampères par lumen et le courant d'obscurité de 5×10^{-8} A. (Ce courant d'obscurité a été compensé dans les mesures spectrales.) Sous 180 V par étage, la multiplication dépasse 5 millions, mais le courant d'obscurité est moins stable.

Ces performances n'atteignent pas, pour ce qui est du rapport du courant de signal au courant d'obscurité, les valeurs tout à fait remarquables obtenues par d'autres auteurs sur des multiplicateurs destinés au domaine visible [118], [188], [189] ; toutefois, en utilisant des appareils d'un des types ci-dessus (de la marque E.M.I. [188]) dans l'ultraviolet par la méthode de fluorescence, nous nous sommes aperçus que la courbe de sensibilité assez étendue dans le spectre visible de leurs photocathodes Sb-Cs les rend trop sensibles à la lumière diffuse du monochromateur à vide, ce qui a pour effet d'accroître l'influence parasite de cette lumière diffuse ; celle-ci se traduit par la présence d'un courant de diffusion, aussi gênant que le courant d'obscurité et dont il faut tenir compte dans les mesures spectrales sous peine d'introduire des erreurs importantes ; or, ceci n'est pas toujours facile, étant donné que ce « courant de diffusion » peut dépendre de l'orientation du réseau, c'est-à-dire de la longueur d'onde du flux monochromatique sortant. D'ailleurs, ce « courant de diffusion » n'est pas spécifique d'une cellule ou d'un multiplicateur considéré car il dépend non seulement de la caractéristique spectrale de ces récepteurs mais également de la caractéristique spectrale de la source et de la transmission spectrale de la lumière diffusée par le monochromateur, autrement dit, du pouvoir réflecteur et du facteur de diffusion du réseau et des surfaces réfléchissantes parasites. Il est donc caractéristique de l'ensemble source-monochromateur-récepteur et, pour un ensemble donné, il est fonction de la longueur d'onde du flux sortant et de la largeur des fentes du monochromateur.

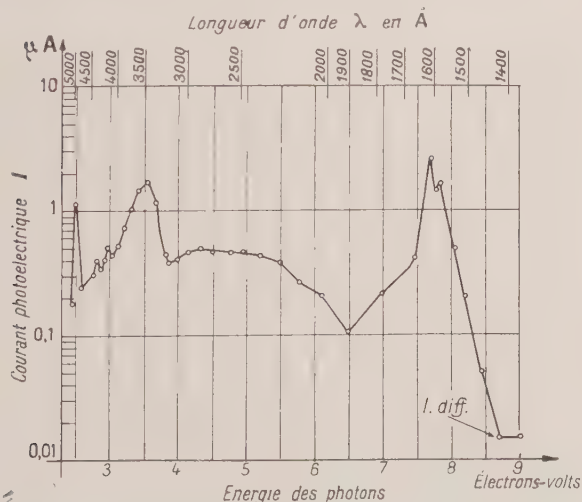


Fig. 17. — Caractéristique spectrale d'un multiplicateur à césium sur argent oxydé, en fonction de l'énergie des photons émis par une lampe à hydrogène (courant : 0,8 A ; largeur de bande : 10 angströms). Le courant d'obscurité ayant été compensé, le courant minimum I_{diff} est celui qui est dû à la lumière diffuse du monochromateur.

Pour réduire au minimum l'intervention parasite du courant de diffusion, il importe que sa valeur soit faible par rapport au courant utile du « signal » c'est-à-dire du courant qui est dû à une raie ou à une bande spectrale déterminée.

L'usage s'est donc établi de considérer le rapport $\frac{I_u}{I_d}$ du courant utile au courant de diffusion correspondant à une bande spectrale ou à une raie donnée, par exemple la raie intense de 1 608 angströms (pour une largeur de fente donnée).

Nous avons mesuré, en collaboration avec M^{me} S. Robin [16], la valeur de ce rapport $\frac{I_u}{I_d}$ pour notre ensemble par la méthode de fluorescence à l'aide de deux multiplicateurs E.M.I. de bonnes performances, ce qui nous a permis de comparer les caractéristiques de diffusion de notre monochromateur à celles de quelques autres monochromateurs plus récents de même type [17], [144]. Ces mesures nous ont montré que la diffusion, ou plus exactement la valeur du rapport $\frac{I_u}{I_d}$ est moins favorable dans notre monochromateur

que dans les appareils plus récents, circonstance qui doit être attribuée, d'une part, à ce que notre réseau comporte quelques plages de diffusion nettement caractérisées et, d'autre part, à ce que le courant dû au flux monochromatique sortant se trouve affaibli par une réflexion à 45° à l'entrée du monochromateur. Ainsi, le rapport $\frac{I_u}{I_d}$ à 1 608 angströms, donné par les multiplicateurs E.M.I. placés devant une couche épaisse de salicylate de sodium disposée à 45° devant la fente de sortie de notre monochromateur, est égal à 53, alors que ce même rapport donné par le multiplicateur de notre construction utilisé en photoémission directe atteint la valeur 257. D'après les courbes publiées par Dunkelmann et Lock, il semble que ceux-ci obtiennent, en photoémission directe, des valeurs du même ordre avec les multiplicateurs spéciaux en quartz de la Radio Corporation of America, mais les valeurs ci-dessus obtenues par la méthode de fluorescence indiquent que notre réseau est plus diffusant : la comparaison serait donc en faveur de notre multiplicateur, du point de vue de la sensibilité à la lumière diffuse.

Ces valeurs montrent donc qu'avec les substances fluorescentes utilisées jusqu'ici (parmi lesquelles le salicylate de sodium est reconnu comme étant la plus favorable [15]) la méthode de fluorescence, même associée à des multiplicateurs d'excellente qualité, donne des résultats moins satisfaisants que la méthode de photoémission directe dès que l'on se trouve en présence de lumière diffuse dans le monochromateur, d'où l'avantage des récepteurs à fenêtres transparentes.

1. FIDÉLITÉ ET PROPORTIONNALITÉ DES MULTIPLICATEURS. — Une particularité assez remarquable des multiplicateurs Ag-O-Cs obtenus par notre méthode est l'absence de fatigue sous une forte densité de courant.

En effet, on sait que si l'on dépasse une densité de courant de 10^{-7} A : cm² sur les cibles Ag-Mg, il apparaît une fatigue qui réduit le courant de sortie en fonction du temps [190]. Cela limite à 10^{-6} A le courant maximum que l'on peut demander à la plupart des multiplicateurs si l'on veut éviter la fatigue. Les cibles faites de couches complexes sont réputées comme étant encore plus sujettes à la fatigue que les cibles aux alliages. Or, nous avons fait débiter à nos multiplicateurs des courants de 3 mA (soit plus de 2 mA : cm² c'est-à-dire 0,3 W : cm² sous 160 V) pendant près d'une heure sans constater de réduction de

débit. C'est là une propriété précieuse si l'on fait des mesures directement au galvanomètre sans autre amplification.

Une autre caractéristique extrêmement importante en spectrophotométrie est la *proportionnalité* du récepteur. On sait

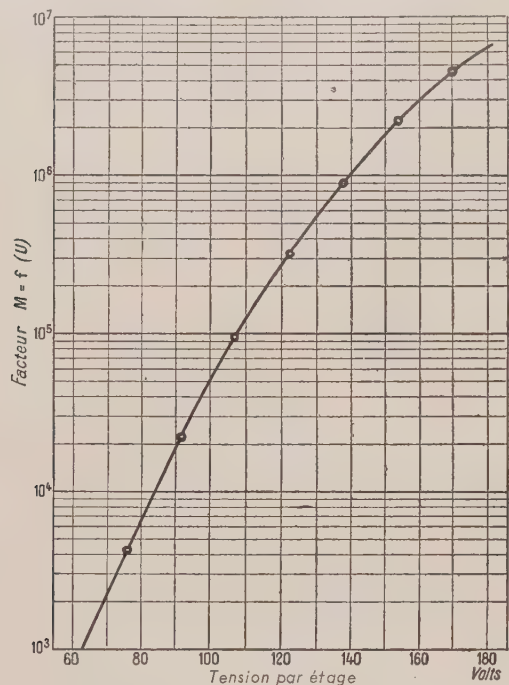


Fig. 18. — Coefficient de multiplication globale d'un multiplicateur à douze étages en fonction de la tension par étage. (Ordonnées logarithmiques.)

que la proportionnalité des multiplicateurs connus se vérifie généralement jusqu'à des courants de l'ordre du milliampère (10^{-3} A) [141]. Nous n'avons pas fait une étude précise de la proportionnalité de nos multiplicateurs, nous contentant de relever un certain nombre de points par la méthode de l'inverse du carré de la distance où la proportionnalité s'est bien vérifiée.

Mais une vérification indirecte de cette proportionnalité peut très bien s'effectuer à partir de la courbe expérimentale du facteur de multiplication globale en fonction de la tension. En effet, on peut expliciter dans le facteur de multiplication globale $M = \sigma^n$ d'un multiplicateur, deux termes complémentaires qui sont en quelque sorte le *couplage* en électrons, d'une part, entre la cathode et la première dynode : soit c ($c \leq 1$) et, d'autre part, entre deux dynodes voisines : soit d ($d \leq 1$). Le facteur de multiplication globale s'écrit alors $M = c(d\sigma)^n$. Pour que M reste constant lorsque le courant débité augmente il faut que c , d et σ demeurent tous invariables. La constance de σ équivaut à l'absence de fatigue des dynodes dans le temps : nous avons vu ci-dessus la limitation pratique que cela impose. D'autre part, il n'y a pas de raison pour que c varie avec le débit, car les courants sont très faibles au niveau de la première dynode, si bien que la charge d'espace n'y intervient pas. Par contre, la charge d'espace se manifeste fortement dans les derniers étages lorsque le débit augmente et cela de deux façons : d'une part, elle abaisse le champ électrique à la surface des dynodes, d'où une baisse de saturation et, d'autre part, la répulsion entre les électrons du nuage électronique est d'autant plus grande que ce nuage est plus dense, d'où

une proportion de plus en plus grande d'électrons qui se trouvent écartés des cibles. Il en résulte une baisse du facteur de couplage d lorsque le débit croît et il s'ensuit que la racine $n^{\text{ième}}$ du facteur de multiplication globale qui devrait être égale,

au facteur de multiplication par étage σ (au facteur $\sqrt[n]{c}$ près), présente en fait une valeur inférieure avec une différence qui va croissant à mesure que le débit croît. A l'origine, les multiplicateurs présentaient ce défaut d'une façon d'autant plus prononcée que le nombre d'étages était élevé, si bien que l'on restait très au-dessous de la valeur théorique basée sur le coefficient d'émission secondaire d'un seul étage et les courbes de σ en fonction de U tendaient assez rapidement vers une asymptote de saturation horizontale d'ordonnée faible [191]. Il en résulte que dans ces conditions il n'y a plus de proportionnalité entre le flux lumineux et le courant de sortie.

D'où le critérium : la proportionnalité d'un multiplicateur est d'autant meilleure que la forme de la courbe de la racine $n^{\text{ième}}$ de la multiplication globale en fonction de la tension se rapproche davantage de la courbe du coefficient d'émission secondaire d'un seul étage de la surface considérée.

Nos multiplicateurs remplissent assez bien cette condition comme on peut s'en rendre compte d'après les courbes reproduites en figures 18 et 19 où le courant maximum débité fut de l'ordre du milliampère.

On peut donc dire que les multiplicateurs construits présentent de bonnes qualités du point de vue de la sensibilité, du courant d'obscurité, de la fidélité et de la proportionnalité dans un domaine étendu de courants de sortie ; ils remplissent donc les conditions demandées à un bon récepteur.

D. Multiplicateurs d'électrons aux alliages. — Nous avons donné plus haut un aperçu sur les caractéristiques de quelques alliages utilisés comme cibles de multiplication dans les multiplicateurs à émission secondaire.

En principe, l'activation de Ag-Mg et de Cu-Be en vue de l'émission secondaire est plus simple que celle des couches complexes aux métaux alcalins (pas d'oxydation soigneusement déterminée, ni d'introduction soigneusement dosée de métal alcalin). Cependant, les résultats obtenus sont assez disparates et dépendent de beaucoup de facteurs difficilement contrôlables ; c'est pourquoi les uns préfèrent l'alliage

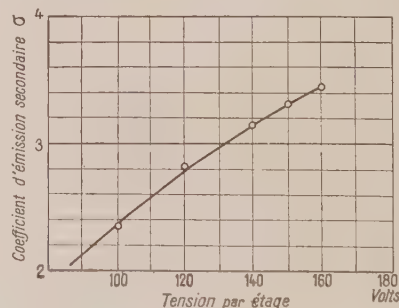


Fig. 19. — Coefficient de multiplication par étage déduit de la courbe de la figure précédente. L'absence de saturation prouve que la proportionnalité de l'appareil se conserve jusqu'aux débits élevés (le courant maximum ayant été de l'ordre du milliampère).

Ag-Mg [118], les autres l'alliage Cu-Be [98], d'autre enfin l'alliage Sb-Cs [188].

Tous les auteurs sont unanimes sur la nécessité d'une oxydation superficielle de l'alliage, mais, le fait même que leurs opinions diffèrent considérablement sur les moyens pour l'obtenir semble prouver soit que le degré d'oxydation

n'est pas très critique, soit au contraire que ce degré d'oxydation est fonction de la composition et des proportions exactes des constituants de l'alliage considéré. Nous inclinons volontiers vers cette seconde hypothèse car l'inconstance déroutante des résultats obtenus par nous-mêmes et signalée par plusieurs auteurs [91], [96], [166] pourrait s'expliquer de cette façon (1).

Pour ce qui est de l'alliage Ag-Mg, Zworykin [96] est d'avis que la teneur en Mg n'est pas critique entre 1 pour 100 et 15 pour 100 mais là encore les opinions diffèrent beaucoup sur les procédés d'oxydation : Zworykin préconise un chauffage en haute fréquence en présence d'oxygène alors que d'autres auteurs se contentent d'un simple étuvage à 400° C en présence d'oxygène sous faible pression (0,2 tor) [166] et que d'autres encore obtiennent de très bons résultats en faisant cet étuvage à 400° C dans un bon vide primaire. Nous pensons que, là encore, la nature exacte de l'alliage et de ses impuretés doit jouer un grand rôle et imposer le procédé d'oxydation et de pompage. (Zworykin [96] signale d'ailleurs que certains de ses alliages se sont révélés *auto-contaminants* par le fait d'impuretés incontrôlables et que, de ce fait, la vitesse de pompage joue un grand rôle.) L'influence de ces impuretés est telle que l'on trouve parfois de grandes différences dans le facteur d'émission entre des échantillons prélevés en différents endroits d'une même bande provenant du laminage d'une même coulée d'alliage. On comprend combien de telles conditions sont peu favorables à l'obtention de résultats reproductibles. Elles obligent à essayer individuellement l'émission secondaire d'échantillons prélevés sur la bande d'alliage. On conçoit aisément les pertes de temps entraînées par cette sélection.

Nous avons essayé des alliages Ag-Mg de deux provenances. L'un a été fondu et laminé spécialement sur notre demande au Laboratoire des Traitements chimiques du Centre national de la Recherche scientifique (2) et le second est un alliage commercial (Johnson, Matthey and Co). Le premier de ces alliages, oxydé de différentes façons, nous donna un facteur de l'ordre de 2,5 à 150 V et le second moins encore. Nous avons constaté, de plus, sur certains échantillons de ces alliages, un effet de fatigue très marqué dès qu'on atteignait un débit de quelques dixièmes de microampère par centimètre carré d'électrode multiplicatrice, alors que nos multiplicateurs à cibles Ag-O-Cs ne présentent pas cet inconvénient.

Nous nous tournâmes alors vers l'alliage de cuivre-béryllium (3), qui est particulièrement indiqué dans notre cas, car il peut être exposé au contact répété de l'air atmosphérique sans dommage pour ses propriétés émissives. En effet, on sait qu'au-dessous de la limite de transparence du fluorure de lithium (1 050 à 1 200 angströms) on ne connaît pas de substances solides, du moins sous des épaisseurs suffisantes, qui puissent servir de fenêtres pour les récepteurs photoélectriques dans l'ultraviolet lointain : il est donc utile d'envisager la réalisation de multiplicateurs *sans fenêtres* qui puissent être exposés à l'air atmosphérique, au moins à certains moments, par exemple, au cours de l'installation du multiplicateur

(1) Ainsi, par exemple, l'un de ces auteurs ([91] page 34) a signalé le mauvais facteur d'émission d'un certain alliage Cu-Be qui contient du nickel (0,2 pour 100) et nous nous sommes donc gardé de l'employer pour cette raison. Or, nous avons appris depuis que c'est un alliage de cette même composition et de cette même provenance qui est utilisé par un autre auteur qui en tire d'excellents résultats [166].

(2) Nous tenons à remercier ici M. le professeur Chaudron et M. le professeur Lacombe pour avoir bien voulu nous préparer cet alliage.

(3) Alliage type « Mallory 73 », de Johnson, Matthey and Co.

sur le monochromateur à vide (ou d'une fuite intempestive). Il faut donc qu'à la suite d'un tel contact avec l'air atmosphérique les cibles multiplicatrices (et la cathode) soient de nouveau en état de fonctionner sans évolution ni fatigue après un étuvage sommaire sous vide effectué sur le multiplicateur raccordé au monochromateur.

Nous n'avons pas encore fait fonctionner nos multiplicateurs au Cu-Be de cette façon, car le système de pompage du monochromateur est encore insuffisant pour assurer un vide suffisant dans le multiplicateur. Cependant, pour nous familiariser avec l'emploi et la formation du Cu-Be, nous avons construit des multiplicateurs utilisant cet alliage en les montant, comme les précédents, dans des ampoules de verre (pyrex) munies de fenêtres minces en quartz Homosil et en les vidant selon la technique utilisée habituellement pour les tubes scellés.

Nous avons essayé une oxydation très légère (450° C sous vide primaire) et une oxydation plus poussée (450° C sous une pression de l'ordre d'une fraction de tor). Les deux méthodes ont donné des facteurs d'émission voisins et plutôt faibles, de l'ordre de 2 sous 175 V par étage et 2,4 sous 300 V par étage, c'est-à-dire, pour un multiplicateur à 12 étages, une multiplication de 3 000 sous 2 527 V et de 40 000 sous 3 900 V. Le courant d'obscurité pour ces mêmes tensions est respectivement de 6×10^{-13} A et de 6×10^{-12} A à la sortie, donc de l'ordre de 10^{-16} A : cm² si on le rapporte à la cathode selon l'usage, c'est-à-dire sans tenir compte du courant de fuites dans l'isolement de l'anode et du courant d'émission froide qui peut intervenir pour des tensions aussi élevées : le véritable courant thermique est donc certainement inférieur à 10^{-16} A : cm².

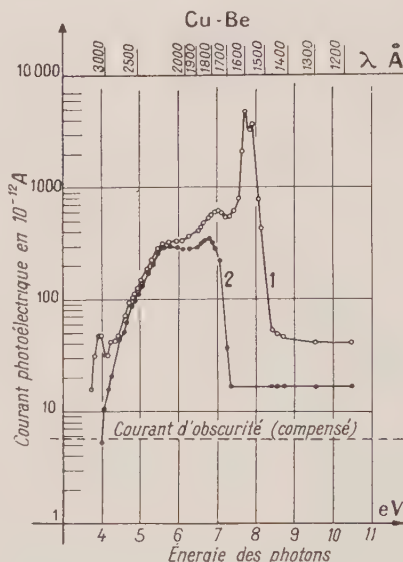


Fig. 20. — Caractéristique spectrale d'un multiplicateur à alliage Cu-Be en fonction de l'énergie des photons émis par une lampe à hydrogène (courant : 0,8 A ; largeur de bande : 10 angströms). La courbe 1 étant obtenue directement et la courbe 2 après interposition d'un filtre en quartz coupant à 1 700 angströms pour supprimer l'interférence du spectre de second ordre dans la région du seuil photoélectrique (qui se situe vers 4 électronvolts).

La faiblesse de ce courant d'obscurité malgré les tensions élevées appliquées et l'isolement élevé de la sortie d'anode, obtenu grâce à la disposition constructive adoptée, nous ont permis de faire des mesures à l'électromètre et la figure 20 reproduit la courbe spectrale d'un tel multiplicateur scellé

(avant tout nouveau contact de la cathode et des cibles avec l'air) [102].

Si on laisse de côté les résultats très récents [101] obtenus à l'aide d'un multiplicateur en alliage Cu-Be mais qui sont orientés vers l'étude de l'émission et de l'absorption des rayons X mous dans la région de quelques centaines d'angströms et qui ne fournissent pas de données sur l'effet photoélectrique du Cu-Be, la seule caractéristique photoélectrique publiée que nous connaissions sur cet alliage est celle obtenue par Morrish, Williams et Darby [192] qui s'arrête à 2 000 angströms, limite du spectrographe Beckman, alors que la nôtre, limitée encore par la présence de la fenêtre en quartz, va jusqu'à 1 500 angströms.

Nos résultats sont en accord avec cette publication pour ce qui est du seuil photoélectrique de l'alliage Cu-Be qui se trouve vers 4 électron-volts (3 000 angströms environ) (situé par conséquent entre les seuils de ses constituants : Cu vers 2 600 angströms et Be vers 3 900 angströms) et ils montrent de plus que la sensibilité photoélectrique continue à croître, tout au moins en tant que réponse brute de ce récepteur à une lampe à hydrogène, comme le montre la courbe n° 1, le maximum de cette réponse brute étant atteint pour les raies de 1 608 angströms. La courbe n° 2 représente la réponse obtenue après interposition d'une lame de quartz de mauvaise qualité utilisée comme filtre pour supprimer le spectre de second ordre qui vient interférer dans la région du seuil photoélectrique. Ce filtre, qui coupe vers 1 700 angströms, en association avec la coupure vers 1 500 angströms de la fenêtre mince du multiplicateur, détermine donc par exclusion une bande spectrale comprise entre 1 500 et 1 700 angströms et permet ainsi de mesurer la part qui revient à cette bande spectrale dans le courant qui est dû à la lumière diffuse. On constate que l'apport de la bande 1 500-1700 angströms au « courant de diffusion » est de 60 pour 100 du total.

Conclusions

I. Résultats obtenus. — Le but pratique de la recherche entreprise peut être considéré comme ayant été atteint puisque nous avons montré que les récepteurs photoémissoirs, que nous avons construits, sont sensibles et fidèles dans l'ultraviolet lointain jusqu'à la limite de transparence de leurs fenêtres de quartz soufflé (1 450 à 1 500 angströms).

Nous avons été le premier à étudier dans cette région spectrale les propriétés photoémissoires de la cathode au césium sur argent oxydé et de la famille des antimoniures alcalins ainsi qu'à publier des résultats obtenus avec des multiplicateurs d'électrons.

Les caractéristiques spectrales de nos diverses photocathodes sont données en unités arbitraires car nous n'avons pas pu faire jusqu'ici l'étalonnage énergétique de notre monochromateur à vide, faute de récepteurs thermiques convenables ; cependant, nous espérons pouvoir exécuter prochainement cet étalonnage, ce qui permettra de donner nos résultats en unités absolues. En attendant, les caractéristiques spectrales des diverses photocathodes, obtenues dans les mêmes conditions de mesure, sont données sous forme comparative, ce qui permet de choisir, pour une région spectrale donnée, la cathode qui est susceptible de donner le meilleur rapport du courant de signal au courant d'obscurité. Par ailleurs, nous avons mis au point une méthode de formation des cathodes Ag-O-Cs qui permet de réduire leur émission thermique,

Le rapport $\frac{I_u}{I_d}$ à 1 608 angströms est ici égal à 116 et cette valeur

un peu faible fait penser que la lumière diffuse est pour sa plus grande part de courte longueur d'onde ; de nouvelles expériences seront faites pour élucider ce point. Il est intéressant de comparer les courants photoélectriques émis par les différentes cathodes de multiplicateurs dans la région au-dessous de 2 000 angströms. Avec le multiplicateur au Cu-Be, nous avons à 1 608 angströms

$$\frac{4,8 \times 10^{-9} \text{ A}}{40\,000} = 1,2 \times 10^{-13} \text{ ampères à la cathode}$$

et pour le multiplicateur à Ag-O-Cs sensiblement

$$\frac{3 \times 10^{-6} \text{ A}}{3 \times 10^6} = 10^{-12} \text{ ampères à la cathode.}$$

On voit donc que le rendement photoélectrique de la cathode Cu-Be comparée à Ag-O-Cs ne serait que huit fois moindre à 1 608 angströms. Or, son courant d'obscurité est au moins cent fois plus faible (10^{-16} au lieu de 10^{-14} A : cm²).

Il en résulte donc que malgré son facteur de multiplication modeste qui nécessite l'emploi de l'électromètre pour les mesures spectrales, notre multiplicateur au Cu-Be présente un très bon rapport du courant de signal au courant d'obscurité et comme il est totalement insensible à la lumière du jour, il est particulièrement indiqué pour nos mesures spectrophotométriques sur le monochromateur à vide. D'ailleurs, on pourrait éviter l'emploi de l'électromètre en recourant à un compteur d'impulsions (échelle), associé au besoin à un discriminateur de niveau, dont l'avantage serait d'améliorer encore le rapport du signal au bruit [141].

Nous espérons aussi obtenir une meilleure émission secondaire en essayant d'autres échantillons d'alliages et d'autres traitements d'activation.

laquelle est généralement élevée et fort peu reproductible (10^{-10} A : cm² à 10^{-13} A : cm²), jusqu'à une valeur, de l'ordre de 10^{-14} A : cm², sans que cela entraîne une réduction de la sensibilité photoélectrique à l'ultraviolet lointain et du coefficient d'émission électronique secondaire ($\sigma = 3,5$ à 160 V par étage dans un multiplicateur à douze étages).

D'autre part, l'émission thermique très faible des multiplicateurs comportant des alliages Ag-Mg et Cu-Be et la disposition des éléments qui assure un isolement élevé, nous ont permis de faire des mesures à l'électromètre.

II. Possibilités futures. — Depuis qu'une source sans fenêtre fonctionne correctement sur notre monochromateur, le problème d'ordre expérimental le plus pressant qui se présente dans notre étude de l'effet photoélectrique dans l'ultraviolet lointain consiste dans la suppression des fenêtres des récepteurs, ou dans leur remplacement par des cloisons minces suffisamment transparentes à l'ultraviolet lointain (SiO, Al₂O₃, etc.) et suffisamment résistantes pour supporter la pression réduite régnant dans le monochromateur.

Une fois les fenêtres supprimées, c'est le pouvoir réflecteur du réseau qui fixera, dans l'ultraviolet, la limite spectrale du flux monochromatique sortant. Cette limite dépend beaucoup de la qualité et de l'état du réseau. On ne peut guère espérer descendre au-dessous de quelques centaines d'angströms en

incidence normale. On peut pousser beaucoup plus loin en incidence oblique, mais ce montage est moins commode et les flux énergétiques sont alors très faibles.

C'est ici que l'on peut rappeler que l'effet photoélectrique présente lui-même une possibilité d'évaluation de la longueur d'onde de la lumière excitatrice grâce à la relation d'Einstein

$$\frac{1}{2} mv^2 = h\nu - e\varphi.$$

En se basant sur cette relation on peut déterminer la fréquence ν à partir de l'énergie cinétique des électrons émis, mesurée soit par la méthode des potentiels retardateurs soit par la méthode de déviation magnétique.

On sait en effet que cette méthode du potentiel retardateur a beaucoup servi dans l'étude des rayons X [193] et que son application à l'ultraviolet a été tentée par l'emploi d'un photocompteur [194], mais sans beaucoup de succès, semble-t-il, du fait, sans doute, de l'imprécision des résultats obtenus par cette méthode. Or, nous avons souligné ci-dessus (p. 13) que le multiplicateur d'électrons électromagnétique nous paraît particulièrement indiqué pour l'application de la méthode de déviation magnétique qui est, comme on sait, beaucoup plus précise que la méthode du potentiel retardateur, car cette dernière nécessite une dérivation de la fonction obtenue [195].

Sans doute, il apparaît une complication grave du fait que les électrons émis par effet photoélectrique présentent une distribution des vitesses et, de plus, une distribution spatiale de ces vitesses. La loi d'Einstein ne nous renseigne en fait que sur la *vitesse limite* des électrons émis et l'on se trouve réduit, dans le cas général d'une vitesse v quelconque, à la simple inégalité

$$\frac{1}{2} mv^2 \leq h\nu - e\varphi.$$

Il en résulte donc qu'il devient impossible d'assigner une longueur d'onde déterminée à un électron qui est émis avec une vitesse déterminée. Mais cette difficulté pourrait être levée si l'on tenait compte de la fonction de distribution énergétique des électrons émis, fonction qui demande, il est vrai, à être précisée, dans l'ultraviolet lointain surtout.

Nous sommes d'avis, cependant, que les possibilités offertes par la seule connaissance de l'inégalité ci-dessus n'ont pas été suffisamment exploitées et nous croyons que le progrès doit être recherché dans le développement d'une véritable « spectrophotométrie électronique » qui rendrait possible l'analyse spectrale d'un rayonnement complexe sans l'aide d'aucun appareil dispersif.

Sans même anticiper sur le développement de cette méthode dans son ensemble, on peut très facilement, dans l'état actuel de la technique, développer davantage la méthode du potentiel retardateur de façon à s'en servir comme d'un véritable « filtre électronique » dont le rôle sera de sélectionner les électrons les plus rapides. Ces filtres agiront à la manière de filtres « passe-haut » pour les fréquences lumineuses et

cela les rendra d'autant plus précieux que les filtres optiques connus dans l'ultraviolet lointain sont tous des filtres « passe-bas » (quartz, fluorine, etc.).

Une particularité précieuse de ces filtres à potentiel retardateur est que leur « fréquence de coupure » peut être rendue variable de façon continue par la simple manœuvre d'un potentiomètre.

D'une façon générale, ces filtres peuvent servir dans tout montage pour l'ultraviolet que l'on désirerait rendre insensible soit à la lumière du jour, soit à une lumière de fréquence inférieure à une limite choisie (élimination de lumière diffuse).

Il n'est pas impossible d'ailleurs, que cette méthode puisse rendre des services même dans le domaine du spectre visible, par exemple pour réduire le courant thermique parasite ; ainsi le rapport du courant de signal ou courant d'obscurité d'une cellule ou d'un multiplicateur d'électrons pourra être amélioré d'autant plus nettement par l'application d'un potentiel retardateur que la région spectrale où l'on opère est plus éloignée du rouge (vers l'ultraviolet).

Enfin, dans un autre ordre d'idées, nous avons déjà souligné, dans l'introduction, l'intérêt de l'étude des propriétés photoélectriques des métaux et des semi-conducteurs en relation avec leur structure. Il serait particulièrement intéressant d'étudier l'évolution d'un métal ou d'un semi-conducteur durant ses transformations de la façon la plus complète possible (pouvoir réflecteur, absorption, effet photoémissif, photoconduction, émission thermionique, émission électronique secondaire, etc.) ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ Depuis la rédaction de ce travail, nous avons eu connaissance des résumés de deux communications annoncées tout dernièrement aux États-Unis d'Amérique et qui apportent des résultats nouveaux importants dans le domaine faisant l'objet de notre étude.

Une de ces communications, annoncée pour la session d'octobre 1952 de la Optical Society of America, par Hinteregger et Watanabe [196], devait rendre compte des propriétés photoélectriques de Ni, W et Pt dans l'ultraviolet lointain. Ces auteurs y font allusion à l'application de potentiels retardateurs en vue d'insensibiliser les récepteurs aux longueurs d'onde supérieures à une valeur choisie, ajustable à l'aide du circuit électrique. Ces résultats confirment les possibilités de la méthode que nous avons évoquée dans l'exposé ci-dessus.

Une autre communication était annoncée par Walker et Wainfan pour le Congrès de l'American Physical Society de fin décembre 1952 à Pasadena [197]. Le résumé publié précise que le platine présente un *maximum de rendement photoélectrique* de 0,16 électron par photon à la longueur d'onde de 800 angströms, que de part et d'autre de ce maximum, le rendement décroît uniformément jusqu'aux valeurs de 0,04 électron par photon à 1 100 angströms et 0,008 électron par photon à 450 angströms, limite spectrale des mesures. Des données sur le nickel et le tantale devaient être présentées également. Selon les auteurs, leurs résultats confirment ceux obtenus par Hinteregger et Watanabe.

Parmi les publications récentes sur l'émission secondaire nous signalerons celle d'Osborne [198] qui préconise une nouvelle méthode d'activation de l'alliage Cu-Be.

Nous mentionnons pour finir, une mise au point très détaillée sur les photomultiplicateurs, due à D. Blanc, J.-F. Detœuf et P. Maingnan [199].

Bibliographie

- [1] I. TAMM et S. SCHUBIN. *Z. f. Phys.*, 1931, t. 68, p. 97.
- [2] K. MITCHELL. *Proc. roy. Soc.*, 1934, t. 146, p. 442 et 1936, t. 153, p. 513.
- [3] W. FRIEDRICH et R. SCHULZE. *Strahlentherapie*, 1934, t. 50, p. 386.
- [4] R.-F. BAKER. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1938, t. 28, p. 55.
- [5] C. KENTY. *Phys. Rev.*, 1933, t. 44, p. 891.
- [6] A.-H. COMPTON et S.-A. ALLISON. *X rays in theory and experiment*, New York (1947).
- [7] M^{me} S. ROBIN et B. VODAR. *J. Phys. Radium*, 1952, t. 13, p. 492.
- [8] L. APKER et E. TAFT. *Phys. Rev.*, 1950, t. 79, p. 964.
- [9] J. FRIEDEL. *Phil. Mag.*, février 1952, p. 153.
- [10] H. BOMKE. *Vakuumspektroskopie*, 1937, p. 66.
- [11] D.-M. PACKER et C. LOCK. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, t. 41, p. 699.
- [12] DUCLAUX et JEANTET. *J. Phys. Radium*, 1921, t. 2, p. 154.
- [13] A. CHEVALLIER et P. DUBOULOZ. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1932, t. 194, p. 17.
- [14] G. DÉJARDIN et M^{lle} SCHWEGLER. *Rev. Opt.*, 1934, t. 13, p. 313.
- [15] F.-S. JOHNSON, K. WATANABE et R. TOUSEY. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, t. 41, p. 702.
- [16] M^{me} S. ROBIN et V. SCHWETZOFF. *J. Phys. Radium*, 1952, t. 13, p. 239.
- [17] L. DUNKELMAN et C. LOCK. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, t. 41, p. 802.
- [18] V. SCHWETZOFF et M^{me} S. ROBIN. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1950, t. 230, p. 1759.
- [19] D. CHARLES. *Ann. Radioélectr.* 1952, t. 7, p. 34.
- [20] R.-L. PETRY. *Phys. Rev.*, 1925, t. 26, p. 346.
- [21] R.-L. PETRY. *Phys. Rev.*, 1926, t. 28, p. 362.
- [22] O.-W. RICHARDSON. *Proc. roy. Soc.*, 1928, t. 119, p. 531.
- [23] O.-W. RICHARDSON. *Proc. roy. Soc.*, 1930, t. 128, p. 63.
- [24] E. RUDBERG. *Proc. roy. Soc.* 1928, t. 121, p. 421.
- [25] R. WARNECKE. *Thèse*, Paris (1933).
- [26] H. DEMBER. *Z. f. Phys.*, 1925, t. 33, p. 529.
- [27] D. RAMADANOFF. *Phys. Rev.*, 1931, t. 37, p. 884.
- [28] L.-A. DUBRIDGE. *New theories of the photoelectric effect*, édité par Hermann (Paris) (1935), p. 12.
- [29] R.-H. FOWLER. *Phys. Rev.*, 1931, t. 38, p. 45.
- [30] L.-A. DUBRIDGE. *Phys. Rev.*, 1932, t. 39, p. 108.
- [31] M.-M. MANN et L.-A. DUBRIDGE. *Phys. Rev.*, 1937, t. 51, p. 120.
- [32] C.-F. OVERHAGE. *Phys. Rev.*, 1937, t. 52, p. 1039.
- [33] M.-J. BUCKINGHAM. *Phys. Rev.*, 1950, t. 80, p. 704.
- [34] G. WENTZEL. *Z. f. Phys.*, 1926, t. 40, p. 578.
- [35] H. FRÖHLICH. *Ann. Phys.*, 1930, t. 7, p. 103.
- [36] R. SUHRMAN et H. THEISSING. *Z. f. Phys.*, 1928, t. 52, p. 453.
- [37] KLAUER. *Ann. Phys.*, 1934, t. 20, p. 909.
- [38] H.-Y. FAN. *Phys. Rev.*, 1945, t. 68, p. 43.
- [39] J. BARDEEN. *Phys. Rev.*, 1936, t. 49, p. 653.
- [40] J.-H. DE BOER. *Electron emission and adsorption phenomena*, édité à Londres (1935).
- [41] P. GÖRLICH. *Ann. Phys.*, 1938, t. 109, p. 374.
- [42] H. TEICHMANN. *Z. techn. Phys.*, 1938, t. 19, p. 600.
- [43] N.-S. KHEBNIKOV et ZAITZEF. *Z. tekhn. Fiz.*, 1939, t. 9, p. 44.
- [44] G. MAURER. *Z. f. Phys.*, 1941, t. 118, p. 104.
- [45] Y. SAYAMA. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, t. 39, p. 162.
- [46] A.-L. HUGUES et L.-A. DUBRIDGE. *Photoelectric phenomena*, New York (1932), p. 75.
- [47] H. DE LASZLO. *Phil. Mag.*, 1932, t. 13, p. 1171.
- [48] J.-N. FERGUSON. *Phys. Rev.*, 1944, t. 66, p. 220.
- [49] W.-M. POWELL. *Phys. Rev.*, 1934, t. 45, p. 154.
- [50] E.-P. LITTLE. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1946, t. 36, p. 168.
- [51] V. SCHWETZOFF et M^{me} S. ROBIN. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1932, t. 234, p. 316.
- [52] L. APKER, E. TAFT et J. DICKEY. *Phys. Rev.*, 1948, t. 74, p. 1462.
- [53] A.-H. WILSON. *Proc. roy. Soc.*, 1931, t. 134, p. 277.
- [54] R.-H. FOWLER. *Statistical Mechanics*, édité par Cambridge Press (1936).
- [55] R. SUHRMANN et F.-W. DEHMELT. *Z. f. Phys.*, 1942, t. 118, p. 677.
- [56] L. AUSTIN et H. STARKE. *Ann. Phys.*, 1902, t. 9, p. 271.
- [57] SWINTON. *Proc. roy. Soc.*, 1899, t. 64, p. 377.
- [58] E. RUDBERG. *Phys. Rev.*, 1936, t. 50, p. 138.
- [59] A.-J. DEKKER et A. VAN DER ZIEL. *Phys. Rev.*, 1952, t. 86, p. 755.
- [60] H. FRÖHLICH. *Ann. der Phys.*, 1932, t. 13, p. 229.
- [61] E. RUDBERG et J.-C. SLATER. *Phys. Rev.*, 1936, t. 50, p. 150.
- [62] D.-E. WOOLDRIDGE. *Phys. Rev.*, 1939, t. 56, p. 562.
- [63] E.-M. BAROODY. *Phys. Rev.*, 1952, t. 86, p. 915.
- [64] A.-E. KADYSCHEWITCH. *J. Phys. U.R.S.S.*, 1940, t. 2, p. 115.
- [65] A.-E. KADYSCHEWITCH. *J. Phys. U.R.S.S.*, 1941, t. 4, p. 341.
- [66] A.-E. KADYSCHEWITCH. *J. Phys. U.R.S.S.*, 1945, t. 9, p. 431.
- [67] E.-M. BAROODY. *Phys. Rev.*, 1950, t. 78, p. 780.
- [68] R. KOLLATH. *Phys. Z.*, 1937, t. 38, p. 202.
- [69] R. WARNECKE. *Onde élect.*, 1937, t. 16, p. 509.
- [70] H. BRUINING. *Die Sekundärelektronenemission fester Körper*, édité par Springer (1941).
- [71] J.-H.-O. HARRIES. *Electronics*, 1944, t. 17, p. 100.
- [72] P. PALLUEL. *Ann. Radioélectricité*, 1947, t. 2, p. 199.
- [73] F.-M. PENNING et A.-A. KRUTHOF. *Physica*, 1935, t. 2, p. 793.
- [74] G. WEISS. *Fernsehn u. Ton.*, 1936, t. 7, p. 41.
- [75] J.-H. DE BOER et M.-C. TEVES. *Z. f. Phys.*, 1933, t. 83, p. 521.
- [76] A. DOBROLUBSKI. *Z. f. Phys.*, 1936, t. 102, p. 626. — *Phys. Z. Sowjet.*, 1936, t. 10, p. 242.
- [77] A. DOBROLUBSKI. *Phys. Z. Sowjet.*, 1937, t. 11, p. 118.
- [78] P. TIMOFEEV et A. PIATNITZKI. *Phys. Z. Sowjet.*, 1936, t. 10, p. 518.
- [79] N.-S. KHEBNIKOV et KORSCHUNOVA. *Tech. Phys. U.R.S.S.*, 1938, t. 5, p. 363.
- [80] N.-S. KHEBNIKOV et KORSCHUNOVA. *Tech. Phys. U.R.S.S.*, 1938, t. 5, p. 593.
- [81] P. ABADIE, M^{me} A. VASSY et E. VASSY. *Ann. Géophys.*, 1945, t. 1, p. 189.
- [82] V. SCHWETZOFF, M^{me} S. ROBIN et B. VODAR. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1952, t. 234, p. 426.
- [83] R. KOLLATH. *Ann. Phys.*, 1933, t. 33, p. 285.
- [84] J.-L. JONKER et A.-J. OVERBECK. *Wireless Engin.*, 1938, t. 15, p. 150.
- [85] S. SCHNITGER. *Z. techn. Phys.*, 1940, t. 21, p. 376.
- [86] R. WARNECKE. *Brevet français S.F.R.*, n° 824 365, 23 octobre 1936.
- [87] R. WARNECKE et BRIOT. *Brevet français S.F.R.*, n° 845 087, 22 avril 1938.
- [88] M.-H. LE BOITEUX. *Brevet français L.M.T.*, n° 862 488, 29 août 1939.

- [89] M.-H. LE BOITEUX. *Brevet français L.M.T.*, n° 862 489, 29 août 1939.
- [90] M.-H. LE BOITEUX. *Brevet français L.M.T.*, n° 862 490, 29 août 1939.
- [91] M.-H. LE BOITEUX. *Rev. techn. C.G.C.T.-L.M.T.*, 1941, t. 1, p. 21.
- [92] L. MALTER. *Phys. Rev.*, 1936, t. 50, p. 48.
- [93] L.-R. KOLLER et JOHNSON. *Phys. Rev.*, 1937, t. 52, p. 519.
- [94] H. MALH. *Z. Tech. Phys.* 1937, t. 18, p. 559.
- [95] MARELLI. *Brevet italien*, n° 372 631.
- [96] V.-K. ZWORYKIN, J.-E. RUEDY et E.-W. PIKE. *J. Appl. Phys.*, 1941, t. 12, p. 697.
- [97] J. FRIEDHEIM et G. WEISS. *Naturwiss.*, 1941, t. 29, p. 777.
- [98] N. SCHAEITTI. *Notices techniques de l'Abteilung für Industrielle Forschung*, édité à Zurich.
- [99] J.-S. ALLEN. *Phys. Rev.*, 1939, t. 55, p. 966.
- [100] ROBSON. *Rev. Sci. Instrum.*, 1948, t. 19, p. 865.
- [101] E.-R. PIORE, G.-G. HARVEY, E.-M. GYORGY et R.-H. KINGSTON. *Rev. Sci. Instrum.*, 1952, t. 23, p. 8.
- [102] V. SCHWETZOFF, M^{me} S. ROBIN et B. VODAR. *J. Phys. Radium*, 1952, t. 13, p. 369.
- [103] HAWLICZEK, FELBER et VALENTA. *Acta Phys. Austriaca*, 1951, t. 4, p. 500.
- [104] ARANOVITCH. *Bull. Acad. Sci. U.R.S.S.*, 1944, t. 8, p. 346.
- [105] F. TREY. *Phys. Z.*, 1943, t. 44, p. 38.
- [106] REKALOVA. *Zh. tekhn. Fiz.*, 1952, t. 22, p. 143.
- [107] TOMURA et ABIKO. *J. Phys. Soc. Japan*, 1952, t. 7, p. 524.
- [108] J. SLEPIAN. *U.S.A. Patent*, n° 4 450 265, 1919.
- [109] P.-H. DAPSENCE et G. PERICAUD. *Brevet français*, n° 582 428, 15 septembre 1923.
- [110] P.-T. FARNSWORTH. *J. Franklin Inst.*, 1934, t. 218, p. 411.
- [111] V.-K. ZWORYKIN, G.-A. MORTON et L. MALTER. *Proc. Inst. Radio Engers.*, 1936, t. 24, p. 351.
- [112] G. WEISS. *Z. techn. Phys.*, 1936, t. 17, p. 623.
- [113] H. IAMS et B. SALZBERG. *Proc. Inst. Radio Engin.*, 1935, t. 23, p. 55.
- [114] A. LALLEMAND et M. MUNSCH. *Techniques générales du laboratoire de physique*. Éditions du C.N.R.S., 1947, t. 1, p. 301.
- [115] V.-K. ZWORYKIN et E.-G. RAMBERG. *Photoelectricity*, édité à New-York (1949).
- [116] N. SCHAEITTI. *Z. angew. Math. Phys.*, 1951, t. 2, p. 123.
- [117] G. WEISS. *Fernsehen u. Ton.*, 1936, t. 7, p. 41.
- [118] A. LALLEMAND. *Le Vide*, 1949, t. 4, p. 618.
- [119] J. RAJCHMAN. *Thèse*, Genève (1938).
- [120] PIERCE. *Bell Laboratories Rec.*, 1938, t. 16, p. 305.
- [121] F. BEDEAU. *Rev. gén. Elec.*, 1941, t. 49, p. 29.
- [122] E.-P. CLANCY. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, t. 42, p. 357.
- [123] A. LALLEMAND. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1946, t. 223, p. 856.
- [124] A. LALLEMAND. *Brevet Ets Grammont*, n° 895 758, 22 juin 1943.
- [125] A. LALLEMAND. *Bull. astronomique*, 1952, t. 16, p. 197.
- [126] A. LALLEMAND. Conférence à la Société des Radioélectriciens du 30 juin 1952.
- [127] W. RAJEWSKY. *Phys. Z.*, 1930, t. 63, p. 576.
- [128] G.-L. LOCHER. *Phys. Rev.*, 1932, t. 42, p. 525.
- [129] R. AUDUBERT. *J. Phys. Radium*, 1935, t. 6, p. 451.
- [130] J. MATTLER. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1943, t. 216, p. 760.
- [131] A. DAUVILLIER. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1941, t. 212, p. 958.
- [132] A. DAUVILLIER. *J. Phys. Radium*, 1942, t. 3, p. 29.
- [133] J. LABEYRIE. *J. Phys. Radium*, 1951, t. 12, p. 569.
- [134] Y. FUJIOKA et R. ITO. *Sci. of light*, 1951, t. 1, p. 1.
- [135] A. BLANC-LAPIERRE. *Thèse*, Paris (1944).
- [136] A. EISENSTEIN et N.-S. GRINGRICH. *Rev. Sci. Instrum.*, 1941, t. 12, p. 582.
- [137] J.-C.-M. BRENTANO. *Journ. Sci. Instrum.*, 1939, t. 16, p. 81.
- [138] S.-E. MILLER. *Electronics*, novembre 1941, p. 27.
- [139] J. ROMAND, V. SCHWETZOFF et B. VODAR. *Le Vide*, 1951, t. 6, p. 1046.
- [140] Z. BAY. *Z. f. Phys.*, 1941, t. 117, p. 227.
- [141] R.-W. ENGSTROM. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1947, t. 37, p. 420.
- [142] W.-W. PARKINSON (junior) et F.-E. WILLIAMS. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, t. 39, p. 627.
- [143] R. TOUSEY, F.-S. JOHNSON, J. RICHARDSON et N. TORON. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, t. 41, p. 696.
- [144] J.-H. BOLTON et S.-E. WILLIAMS. *Nature*, 1952, t. 169, p. 325.
- [145] M^{me} S. ROBIN. Diplôme d'Etudes supérieures, Paris (1949).
- [146] M^{me} S. ROBIN et B. VODAR. *J. Phys. Radium*, 1951, t. 12, p. 634.
- [147] M^{me} S. ROBIN, S. ROBIN et B. VODAR. *J. Phys. Radium*, 1952, t. 13, p. 671.
- [148] Z.-M. GYORGY et R.-M. KINGSTON. *Phys. Rev.*, 1951, t. 83, p. 220 A.
- [149] E. DARMOIS, N. MOSTOVETCH et B. VODAR. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1949, t. 228, p. 992.
- [150] N. MOSTOVETCH. *Thèse*, Paris (1951).
- [151] LORD et R.-S. MAC DONALD. *Rev. Sci. Instrum.*, 1952, t. 23, p. 442.
- [152] DEPOMMIER; Diplôme d'Etudes supérieures, Paris (1951).
- [153] J. BLEUZE et P. DUSSAUSOY. *Le Vide*, 1952, t. 7, p. 1182.
- [154] S. ROBIN. *Thèse*, Paris (1951).
- [155] P. GÖRLICH. *Z. f. Phys.*, 1936, t. 101, p. 335.
- [156] A. SOMMER. *Nature*, 1941, t. 148, p. 467.
- [157] KHLEBNIKOV. *Z. tekhn. Fiz.*, 1946, t. 16, p. 745 et 1947, t. 17, p. 333.
- [158] W. VEITH. *Journ. Phys. Radium*, 1950, t. 11, p. 507.
- [159] W. HARTMANN. *Z. techn. Phys.*, 1943, t. 24, p. 111.
- [160] J.-H. DE BOER, J. BROOS et H. EMMENS. *Z. anorg. allgem. Chem.*, 1930, t. 191, p. 113.
- [161] S. ASAO. *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.*, 1940, t. 22, p. 448.
- [162] G. KRON. *Astrophys. J.*, 1952, t. 115, p. 1.
- [163] HARDIE. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1952, t. 234, p. 60.
- [164] N.-M. GOPSTEIN et D.-M. KHOROSH. *Z. tekhn. Fiz.*, 1938, t. 8, p. 2103.
- [165] P. GÖRLICH. *Z. techn. Phys.*, 1937, t. 18, p. 460.
- [166] N. SCHAEITTI. *Le Vide*, 1950, t. 5, p. 739.
- [167] R.-B. JANES et GLOVER. *R.C.A. Rev.*, 1941, t. 6, p. 43.
- [168] A. SOMMER. *Proc. Phys. Soc.*, 1943, t. 55, p. 145.
- [169] KHLEBNIKOV et MELAMED. *Z. tekhn. Fiz.*, 1944, t. 14, p. 385.
- [170] KHLEBNIKOV et MELAMED. *Bull. Acad. Sci. U.R.S.S.*, 1944, t. 8, p. 309.
- [171] R.-W. ENGSTROM. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1947, t. 37, p. 420.
- [172] J.-A. BURTON (voir : ZWORYKIN (115)). *Phys. Rev.*, 1947, t. 72, p. 531.
- [173] BARSTCHEVSKY. *Z. tekhn. Fiz.*, 1948, t. 18, p. 1230.
- [174] A. LALLEMAND. *Bull. Ass. suisse, Electr.*, 1949, t. 40, p. 561.
- [175] E. VASSY. *Electronica*, 1950, t. 5, p. 55.
- [176] V. SCHWETZOFF et M^{me} S. ROBIN. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1951, t. 233, p. 475.
- [177] G. DÉJARDIN et M^{lle} SCHWEGLER. *Rev. Opt.*, 1934, t. 13, p. 313.
- [178] M^{lle} E.-F. SEILER. *Astrophys. J.*, 1920, t. 52, p. 129.
- [179] R. FLEISCHER et H. TEICHMANN. *Die lichtelektrische Zelle*, édité à Dresde (1932), p. 29.
- [180] J. TEILLAC; Diplôme d'Etudes supérieures, Paris (1946).
- [181] P. GÖRLICH et MEYER. *Z. Astrophys.*, 1938, t. 16, p. 343.

- [182] N.-S. KHLBNIKOV et ZAITSEV. *Z. tekhn. Fiz.*, 1939, t. 9, p. 44.
- [183] P. GÖRLICH. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, t. 31, p. 504.
- [184] N. SCHAETTI et W. BAUMGARTNER. *Z. angew. Math. Phys.*, 1950, t. 1, p. 268.
- [185] S. DUSHMAN. *Vacuum techn.*, 1949, p. 746.
- [186] V. SCHWETZOFF et B. VODAR. *Brevet français C.N.R.S.*, n° 943 444 du 26 février 1947.
- [187] Radioaktiengesellschaft LOEWE. *Brevet français n° 833 744* du 14 février 1938.
- [188] A. SOMMER et TURCK. *J. Sci. Instrum.*, 1950, t. 27, p. 113.
- [189] N. SCHAETTI et W. BAUMGARTNER. *Le Vide*, 1951, t. 6, p. 1041.
- [190] K.-G. KESSLER et R.-A. WOLFE. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1947, t. 37, p. 133.
- [191] J. COUTANCIER. *Rev. gén. Elec.*, 1940, t. 48, p. 31.
- [192] A.-H. MORRISH, G.-W. WILLIAMS et E.-K. DARBY. *Rev. Sc. Instrum.*, 1950, t. 21, p. 884.
- [193] F. HOLWECK. *De la lumière aux rayons X* (1927), p. 126.
- [194] W. KUDRIAWZEWA. *Z. f. Phys.*, 1934, t. 90, p. 489.
- [195] G.-C. SZIKLAI et A.-C. SCHROEDER. *J. Appl. Phys.*, 1946, t. 17, p. 763.
- [196] H.-E. HINTEREGGER et K. WATANABE. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, t. 42, p. 870.
- [197] W.-C. WALKER et N. WAINFAN. *Bull. amer. Phys. Soc.*, 27, décembre 1952, p. 11.
- [198] F.-J.-F. OSBORNE. *Canad. J. Phys.*, 1952, t. 30, p. 658.
- [199] D. BLANC, J.-F. DETOEUF et P. MAIGNAN. *J. Phys. Radium*, 1952, t. 13, p. 567.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ

Les pompes à ionisation

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 11 mars 1953.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

A. CHATELET.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Pour le Recteur de l'Académie de Paris,

Le Vice-Président du Conseil de l'Université de Paris,

A. CHATELET.

TABLE DES MATIÈRES

PREMIÈRE THÈSE : Réalisation de récepteurs photoémissifs pour l'ultraviolet lointain.

Cellules photoémissives et multiplicateurs d'électrons.

	Pages		Pages
Introduction	5	C. Bâti de pompage	15
PREMIÈRE PARTIE : Exposé des résultats connus.		II. Récepteurs construits	16
I. Rappel historique sur l'effet photoélectrique.	9	A. Description générale	16
A. Aspect théorique	9	B. Alimentation électrique	18
B. Données expérimentales	9	C. Champ magnétique	19
C. Remarque sur l'effet thermionique des cathodes	10	III. Résultats	19
II. Rappel historique sur l'émission électronique secondaire	10	A. Cellules à couches complexes	19
A. Aspect théorique	11	B. Cellules à cathodes aux alliages	21
B. Données expérimentales	11	Caractéristique spectrale de l'antimoine pur	22
a) Couches complexes	11	Caractéristiques spectrales de Sb-K, Sb-Na et Sb-Li	22
b) Oxydes et alliages	12	C. Multiplicateurs d'électrons à couches complexes	23
III. Considérations critiques sur les amplificateurs à multiplicateurs d'électrons	12	Fidélité et proportionnalité du multiplicateur	25
DEUXIÈME PARTIE : Exposé des résultats nouveaux.		D. Multiplicateurs d'électrons aux alliages ..	26
I. Appareillage utilisé	15	Conclusions	28
A. Monochromateur	15	A. Résultats obtenus	28
B. Appareils de mesure électriques	15	B. Possibilités futures	28
		Bibliographie	30

DEUXIÈME THÈSE : Proposition donnée par la Faculté.

